

SÉRIE A, N° 3131

N° D'ORDRE :

4003

THÈSES

PRÉSENTÉES

- A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROBERT BARJON

1^{re} THÈSE. — OBTENTION D'UN FAISCEAU DE PROTONS MONOCINÉTIQUES A L'AIDE D'UN VAN DE GRAAFF ET ÉTUDE DES RÉSONANCES DE CAPTURE DES PROTONS D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE 1 ET 2 MeV PAR LE MAGNÉSIUM 25 ET LE MAGNÉSIUM 26.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 février 1958 devant la Commission d'examen.

MM. AUGER	<i>Président.</i>
MORAND	} <i>Examineurs.</i>
TEILLAC.....	
LEPRINCE-RINGUET.	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959



Digitized by the Internet Archive
in 2026

SÉRIE A, N° 3131

N° D'ORDRE :

4003

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ROBERT BARJON

1^{re} THÈSE. — OBTENTION D'UN FAISCEAU DE PROTONS MONOCINÉTIQUES A L'AIDE D'UN VAN DE GRAAFF ET ÉTUDE DES RÉSONANCES DE CAPTURE DES PROTONS D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE 1 ET 2 MeV PAR LE MAGNÉSIUM 25 ET LE MAGNÉSIUM 26.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 18 février 1958 devant la Commission d'examen.

MM. AUGER *Président.*

MORAND }

TEILLAC }

LEPRINCE-RINGUET. }

Examineurs.

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1959



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GALLIEN	T	Embryologie.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale	EICHBOHN	T	Biologie végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	THELLIER	T	Physique du Globe.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
LAUCIER	T	Physiologie générale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
M. CURIE	T	Physique (S.P.C.N.).	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	QUELET	T	Chimie organique.
J. BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PLANTEFOL	T	Botanique.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	JUNG	T	Pétrographie.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
WYART	T	Minéralogie.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
TEISSIER	T	Zoologie.	VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
MANGENOT	T	Biologie végétale.	DESTOUCHES	T	Théories physiques.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	M. PRUVOST	T	Géologie.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL	T	Chimie générale (P.C.B.)
PIVETEAU	T	Paléontologie.	HOcart	T	Minéralogie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU	T	Physique (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
LAFFITTE	T	Chimie générale.	MAY	T	Biologie animale (P.C.B.)
FAYARD	T	Mécanique générale.	CHOQUET	T	Calcul diff. et intégral.
COULOMB	T	Physique du Globe.	FELDMANN	T	Biologie (P.C.B.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).	GUINIER	T	Physique génér. (P.C.B.)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.	JOST	T	Physiologie comparée.
P. DRACH	T	Zoologie.	FORTET	T	Calcul des probabilités.
KASTLER	T	Physique.	SCHWARZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
EPBRUSSE	T	Génétique.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
WURMSER	T	Biol. physico-chimique.	MALAVARD	T	Aviation.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	BRELOT	T	Calcul différentiel.
GAUTHIERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	NORMANT	T	Chimie organ. (P.C.B.).
LUCAS	T	Recherches physiques.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
ARNULF	T	Optique appliquée.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
M. MORAND	T	Enseignement de Phys.	GELOSO	T	Chimie (S.P.C.N.).
SOLEILLET	T	Physique.	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	ULRICH	T	Physiologie végétale.
DANJON	T	Astronomie.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	CHADEFAUD	T	Botanique.
PETIT	T	Biologie maritime.	DESTRIAU	T	Physique (M.P.C.).
			M ^{lle} LE BRETON ..	T	Physiologie générale.
			SALEM	T	Mathématiques générales

PROFESSEURS (suite).

LÉLONG	T	Mathématiques générales.	JEDERER	T	Chimie biologique.
DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques (E.N.S.).
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.	M ^{me} LÉLONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
FRANÇON		Physique (S.P.C.N.).	COTTE	T	Physique (M.P.C.).
GLANCEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	J.-E. DUBOIS	T	Chimie (S.P.C.N.).
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).	LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
PISOT	T	Calcul des probabilités.	MICHEL	T	Chimie (S.P.C.N.).
E. ROCH	T	Géologie.	OLMER	T	Énergétique générale.
SCHATZMANN		Astrophysique.	ROUAULT	T	Physique (Enseignem.).
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.	BARCHEWITZ		Chimie physique.
JOLIOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.	BROSSEL		Physique atomique.
LENNUIER		Physique (P.C.B.).	BUSER		Biologie animale (P.C.B.).
RIZET		Génétique.	CAMUS		Biologie végétale (P.C.B.).
M ^{me} TONNELAT		Théories physiques.	CASTAING		Physique générale.
DIXMIER		Mathématiques (M.P.C.).	CURIEN		Minéralogie et cristallog.
SOUCHAY		Chimie générale (P.C.B.).	MOYSE		Physiologie végétale.
AIGRAIN		Physique (P.C.B.).	NOIROT		Évolution des êtres organisés.
BRUSSET		Chimie minérale (P.C.B.).	PANNETIER		Chimie (P.C.B.).
M. LÉVY		Physique théorique.	POSSOMPÈS		Biologie animale (P.C.B.).
JENORMANT		Physiologie.	PULLMANN		Chimie théorique.
M ^{me} CHAIX		Chimie biologique.	TEILLAC		Physique nucléaire et Radioactivité.
M ^{me} HUREL-PY		Biologie végétale (P.C.B.).	TONNELAT		Biologie phys.-chimique.
PLAUX		Chimie (P.C.B.).	VILLE		Économétrie.
BRUN		Mécanique expérimentale des fluides.	WILLEMART		Chimie (P.C.B.).
			BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).

Secrétaire Général Ch. MONIER.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de physique de l'Ecole polytechnique sous la direction de M. Leprince-Ringuet : je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma très grande reconnaissance. Tout au long des cinq années que dura ce travail, M. Leprince Ringuet n'a cessé de me prodiguer aide, conseils et encouragements.

La réussite de ce travail est due à l'équipe tout entière du Van de Graaff : MM. Lambert, Barrillez, Theoden, Girollet, Levis. Guille et Amailland, mais je tiens à exprimer plus spécialement ma reconnaissance à M. Jean Schmouker pour la collaboration et l'aide quotidienne qu'il m'a apportées pendant quatre ans.

Ce travail a été rendu possible par la Direction générale des Études et Fabrications d'Armement qui nous a donné une importante subvention d'équipement au début du montage et qui nous accorde, chaque année, un substantiel crédit de fonctionnement. Nous en sommes particulièrement reconnaissants à M. l'Ingénieur Général Lafargue et à M. l'Ingénieur Général Carougeau, Directeurs du Service technique.

Je remercie enfin le Centre national de la Recherche scientifique de l'allocation de recherches qu'il m'a accordée et de celle qu'il a accordée à la plupart des membres de l'équipe du Van de Graaff rendant ainsi possible son existence.

OBTENTION D'UN FAISCEAU
DE PROTONS MONOCINÉTIQUES
A L'AIDE D'UN VAN DE GRAAFF
ET ÉTUDE DES RÉSONANCES
DE CAPTURE DES PROTONS
D'ÉNERGIE COMPRISE ENTRE 1 ET 2 MeV
PAR LE MAGNÉSIUM 25 ET LE MAGNÉSIUM 26 ⁽¹⁾

Par ROBERT BARJON

INTRODUCTION

En parcourant les articles de Ajzenberg et Lauritsen (1) sur les niveaux d'énergie des noyaux légers (Z de 2 à 10) et celui de Endt et Kluyver (2) sur les niveaux d'énergie des noyaux un peu plus lourds (Z de 10 à 20), on est impressionné par l'abondance des résultats expérimentaux accumulés, depuis une dizaine d'années, sur les propriétés des noyaux légers, obtenues par des interactions nucléaires de basses énergies produites à l'aide de neutrons, de protons, de deutérons ou de particules alpha d'énergie inférieure à quelques MeV.

Pourtant en regardant d'un peu plus près, on remarque d'abord beaucoup de résultats donnés avec relativement peu de précision et, d'autre part, de très nombreuses lacunes dans les réactions demandant des cibles délicates à préparer (cibles isotopiques, cibles gazeuses, etc.) ou ayant des rendements moins importants par suite de sections efficaces plus faibles ou de l'augmentation de la barrière de potentiel. Il y a encore beaucoup de réactions et de propriétés à étudier : on peut citer par exemple la plupart des réactions induites par tritons, hélions, etc.

La plupart de ces réactions intéressantes demandent l'emploi d'un faisceau monocinétique de particules d'énergie et d'intensité variables à volonté. Le Van de Graaff est l'instrument idéal d'étude de telles

(1) Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences physiques et soutenue le 18 février 1958 devant la Commission d'examen.

réactions. Dans l'étude de la physique nucléaire il joue le même rôle que le spectroscope dans celle de la physique atomique c'est un Van de Graaff de 2 MeV qui fut installé dans le laboratoire de physique de l'Ecole Polytechnique. Cet appareil fut livré sans stabilisation, sans analyseur des particules et avec une source d'ions à capillaire. En octobre 1952, M. Leprince-Ringuet me demanda de mettre en route le Van de Graaff et d'en faire un appareil sûr et précis principalement entre 1 et 2 MeV, afin de l'adapter à une étude précise de réactions nucléaires de basse énergie.

Durant l'année 1953, nous fîmes les premiers essais de tension et de faisceau et nous acquîmes bientôt la conviction que la source à capillaire n'assurerait jamais un fonctionnement sûr; aussi nous commençâmes l'étude d'une source d'ions haute fréquence; en même temps nous installâmes le déflecteur magnétique de 20°.

En 1954, nous avons achevé l'installation de la source d'ions haute fréquence, modifié la commande du vide, amélioré la focalisation et commencé avec Paul Bounin l'étude théorique et pratique du déflecteur électrostatique (diplôme de Paul Bounin).

En 1955, nous avons construit l'alimentation haute fréquence $\pm 25\,000$ V du déflecteur électrostatique et commencé les essais et l'installation de ce dernier, ainsi que l'étude des circuits de stabilisation du Van de Graaff. En collaboration avec Mme Magnac-Valette nous avons eu même temps réalisé une série d'expériences (accélération de tritons de 0,9 MeV) dont le dépouillement et l'interprétation furent faits à Strasbourg et qui ont constitué la seconde partie de sa thèse (Strasbourg, 1956). En 1956, nous avons terminé l'installation du déflecteur électrostatique, de son alimentation haute tension stabilisée ainsi que celle des circuits de stabilisation (courant de charge et pointes corona). Nous avons de même commencé l'installation du matériel électronique de comptage nécessaire aux expériences de physique nucléaire : compteurs, photomultiplicateurs, échelles, sélecteur d'amplitude, intégrateur de courant, etc... De plus, nous avons nettement amélioré le vide par l'installation d'un second groupe de pompage beaucoup plus rapide que le précédent.

Dès la fin de l'année, nous avons pu procéder à l'étalonnage général de l'appareillage; et en 1957 nous avons réalisé les expériences décrites dans la seconde partie de ce travail, étude des résonances d'absorption des protons compris entre 1 et 2 MeV, par le magnésium 25 et le magnésium 26.

La première partie de ce travail décrit les principales réalisations techniques faites entre 1953 et 1956 qui ont permis un fonctionnement sûr et stable du Van de Graaff et la seconde partie décrit les expériences faites en 1957, ainsi que les résultats nouveaux trouvés au cours de ces travaux.

PREMIÈRE PARTIE

OBTENTION D'UN FAISCEAU DE PROTONS MONOCINÉTIQUES
A L'AIDE DU VAN DE GRAAFF DE 2 MeV
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Partant d'un Van de Graaff livré sans stabilisation, ni analyseur de particules, nous avons pu obtenir des faisceaux de 10 μ A, d'ions, stables et d'énergie connue à mieux de 2 p. 1 000 dans tout le domaine compris entre 0,5 et 2 MeV, grâce à la source haute fréquence, au déflecteur électrostatique et à son alimentation et, enfin, à la stabilisation du Van de Graaff.

CHAPITRE PREMIER

La source d'ions à haute fréquence.

Le Van de Graaff de l'Ecole Polytechnique était à l'origine équipé d'une « source à capillaire ». Ce type de source est théoriquement un des plus simples. La source d'origine ne donnant cependant pas satisfaction, nous l'avons remplacée par une source d'ions à haute fréquence.

Nous avons adapté à notre problème particulier (faible puissance électrique disponible : 500 W, habitacle relativement petit à l'intérieur de l'électrode haute tension et pression de 25 kg/cm²), la source haute fréquence de Thonemann améliorée par Moak (3) et par Goodwin (4). Le tube est un cylindre de pyrex épais de 80 mm de hauteur et de 40 mm de diamètre. L'oscillateur est un multivibrateur réalisé avec deux tubes SFR : P 17 W choisis en raison de leurs caractéristiques électriques et mécaniques (résistance à la pression extérieure).

Une des originalités de cette source réside dans la sonde d'extraction interchangeable. Vouant étendre au maximum les possibilités d'exploitation du Van de Graaff (obtention de faisceaux de protons, de deutérons, de tritons, d'hélions, etc...), nous avons construit une source utilisable avec les différents gaz susceptibles de donner naissance à ces faisceaux.

Lorsque le gaz n'est pas cher la source doit être capable de délivrer un faisceau d'ions intense, la consommation du gaz important peu. Le canal d'extraction qui se trouve au milieu de la sonde d'extraction peut avoir un diamètre de 3 mm (et une longueur de 15 mm). Dans ces

conditions notre source peut fournir 200 μA de courant de protons avec une consommation de 30 cm^3 de gaz par heure.

Par contre, lorsque le gaz est rare et cher (tritium, hélium trois, etc.), on prend une sonde dont le canal de même longueur a 1 mm de diamètre : on arrive dans ces conditions à un faisceau de 20 μA de tritons avec une consommation de 4 à 5 cm^3 de gaz par heure.

Réglage. — On règle la source en contrôlant soit l'augmentation de pression en bas du tube d'accélération, soit la couleur de la source elle-même.

Nous avons pour cela établi les correspondances entre l'augmentation de la pression en bas du tube d'accélération d'une part, et le débit du gaz, la pression dans la source, et le courant d'ions d'autre part, le réglage peut évidemment s'effectuer en cours de fonctionnement.

Le réglage visuel ne peut s'effectuer que lorsque la haute tension accélératrice n'est pas enclenchée. La couleur idéale est un rouge légèrement violacé, résultant du mélange des trois premières raies du spectre visible de la série de Balmer de l'hydrogène atomique : une raie rouge très intense, une bleue et une violette de moins en moins intense.

Conclusion. — La source d'ions ainsi réalisée fonctionne d'une manière satisfaisante depuis bientôt 4 ans.

CHAPITRE II

L'analyseur électrostatique de l'Ecole Polytechnique.

Choix de l'analyseur électrostatique. — A la sortie du tube accélérateur, le faisceau comprend des particules de masses différentes et d'énergies différentes. Il faut donc installer un système analyseur, ne laissant passer que les particules de masse désirée, ayant l'énergie voulue à 1 ou 2 p. 1 000 près, précision nécessaire dans bien des cas. Deux types d'analyseurs sont possibles : l'analyseur magnétique et l'analyseur électrostatique.

a) L'ANALYSEUR MAGNÉTIQUE. — On sait qu'une particule chargée de masse m , de vitesse v et d'énergie E entrant dans un champ magnétique uniforme perpendiculaire à sa trajectoire initiale décrit un cercle de rayon ρ tel que :

$$\frac{mv}{e} = \frac{\sqrt{2mE}}{e} = H\rho, \quad (1)$$

e étant la charge élémentaire.

Un faisceau inhomogène initial entrant dans un tel champ sera décomposé en un certain nombre de faisceaux homogènes. Si on dispose une fente d'entrée on peut tailler les pièces polaires de manière à focaliser un des faisceaux émergents.

b) L'ANALYSEUR ÉLECTROSTATIQUE. — Si l'on crée, à l'aide d'un condensateur cylindrique ou sphérique, un champ électrique radial (dont les lignes équipotentielles sont des cercles concentriques) et si la relation suivante :

$$H_0 e = \frac{mv^2}{\rho} = \frac{2E}{\rho} \quad (2)$$

est remplie entre l'énergie des particules arrivant tangentiellement au cylindre et perpendiculairement à l'axe du cylindre et le rayon du cylindre le long duquel règne le champ électrique uniforme H , la particule chargée d'énergie E décrira un cercle de rayon ρ .

On montre ainsi qu'en première approximation un faisceau incident passant à travers une fente d'entrée est focalisé s'il a la bonne énergie.

On réalise en général un tel analyseur en portant deux couronnes cylindriques concentriques à des potentiels $+V/2$ et $-V/2$; la distance d séparant les deux couronnes est généralement petite devant le rayon de courbure des couronnes cylindriques (en général ce rapport est de l'ordre de $1/100$). Le champ électrique moyen est alors en première approximation V/d et si a est le rayon moyen (moyenne arithmétique des deux rayons de courbure), la relation (2) s'écrit :

$$E = \frac{eVa}{2d} \quad (3)$$

c) AVANTAGES DE L'ANALYSEUR MAGNÉTIQUE. — La comparaison des équations 1 et 3 met en relief le grand avantage de l'analyseur magnétique sur l'analyseur électrostatique : il trie à la fois les masses et les énergies, tandis que l'électrostatique ne trie que les énergies. Il faut donc le cas échéant, ajouter à l'analyseur électrostatique, un analyseur magnétique qui pourra être de construction très simple puisqu'il n'aura qu'à trier les différentes masses 1, 2 et 3.

d) AVANTAGES DE L'ANALYSEUR ÉLECTROSTATIQUE. — Les avantages et inconvénients comparés des deux types d'analyseurs spécialement conçus pour obtenir une grande résolution sont les suivants :

1) A cause des phénomènes d'hystérésis le courant magnétisant parcourant les bobines ne peut fournir d'indication très précise du champ magnétique. Il faut donc mesurer ce dernier par une méthode de résonance nucléaire. On ne peut le faire qu'en dehors de la trajectoire du faisceau.

2) La mesure absolue du champ électrique par contre résulte de la

connaissance des potentiels appliqués aux barres défectrices et de la géométrie des barres. On peut avoir cette dernière avec une bonne précision comme nous le verrons plus tard. Si certaines précautions mécaniques ont été prises pour assurer la stabilité dans le temps de l'analyseur, la topographie sera établie une fois pour toutes. On peut d'autre part comme nous le verrons ailleurs, mesurer, avec une bonne précision, les potentiels appliqués aux barres défectrices. On peut donc connaître avec une assez grande précision la valeur absolue du champ électrostatique.

3) À précision égale, il nous semble plus facile de stabiliser le potentiel d'une alimentation haute tension débitant un courant inférieur à 1 mA qu'un courant de plusieurs ampères.

4) Si le déflecteur électrostatique ne sépare pas les masses, il permet avec les mêmes tensions d'analyser des faisceaux de particules différentes (protons, deutérons, tritons, particules d'hélium 3, etc.) tandis que le champ magnétique nécessaire à la déflexion augmente avec la racine carrée de la masse. Cela conduit, si l'on ne veut guère dépasser un champ de 10 000 gauss pour des particules de masse 3, à des champs faibles pour les particules plus légères et à de grandes dimensions géométriques.

5) L'influence du champ de fuite est moins importante dans le cas du déflecteur électrostatique que dans le cas du déflecteur magnétique car il est plus facile de faire des blindages électrostatiques que des blindages magnétiques.

6) Il nous a enfin paru au moment de la décision que l'ensemble comprenant l'analyseur électrostatique et son alimentation haute tension coûterait beaucoup moins cher que l'ensemble de l'analyseur magnétique et de son alimentation de courant continu.

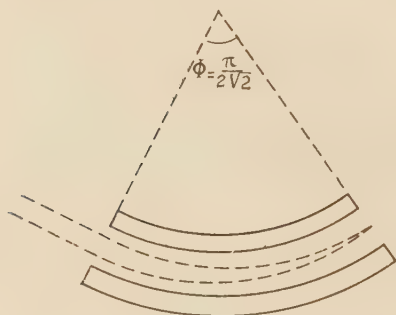


Fig. 1.

e) CHOIX DES DONNÉES GÉOMÉTRIQUES DE L'ANALYSEUR. —

Pour avoir la meilleure précision relative possible sur les dimensions de l'appareil, il faut que la distance entre les barres défectrices soit la plus grande possible et le rayon de courbure le

plus grand possible. Pour avoir la meilleure précision relative possible sur la mesure de la haute tension, il faut que celle-ci soit la plus basse possible.

Or un grand entrefer (grande distance entre les barres défectrices)

impose une grande différence de potentiel et un trop grand rayon de courbure impose un poids prohibitif et un usinage demandant des machines de grandes dimensions moins précises et plus difficiles à trouver.

Nous avons pensé qu'un rayon moyen de 80 cm et un entrefer de 1 cm représentaient un bon compromis,

Comme nous le verrons plus tard, un déflecteur électrostatique d'angle $\pi/2\sqrt{2}$ focalise à la sortie un faisceau parallèle à l'entrée. Le faisceau donné par le Van de Graaff étant pratiquement parallèle (d'ouverture d'angle au sommet très inférieur à un degré), nous avons choisi cet angle : ainsi nous pouvons prendre une fente d'entrée large (4 à 5 mm) et accepter dans le déflecteur une intensité appréciable. A titre de comparaison : pour avoir une résolution de 1 000 avec un angle de $\pi/2$, Herb doit prendre une fente d'entrée d'environ 1/2 mm, tandis que nous pourrions obtenir la même résolution avec une fente d'entrée de 10 mm (5).

Calcul du déflecteur électrostatique : Pouvoir de résolution. — Herzog est le premier physicien qui ait montré l'analogie optique d'un système composé d'un champ électrique radial et d'un champ magnétique perpendiculaire (6). Dans le cas particulier du déflecteur électrostatique composé de deux couronnes cylindriques d'angle au centre de $\Phi = \pi/2\sqrt{2}$ un faisceau parallèle de particules entrant perpendiculairement dans le déflecteur (fig. 1) est focalisé à la sortie si :

$$E_0 = \frac{2eV_0}{\log R_1/R_2} . \quad (4)$$

E_0 étant l'énergie des particules incidentes, V_0 la différence de potentiel entre les deux barres, R_1 et R_2 les deux rayons de courbure des deux barres déflectrices et e la charge électrique élémentaire.

Les calculs de Herzog étaient des calculs approchés au premier ordre. Hunt (7) les a poussés jusqu'au second ordre dans le cas particulier du déflecteur d'angle $M/2\sqrt{2}$. Un calcul au second ordre est en effet nécessaire pour connaître l'influence des conditions d'entrée sur la résolution dans la perspective d'un analyseur de précision.

Nous avons refait les calculs au second ordre d'une manière plus directe et plus simple. Ce calcul étant néanmoins assez long, nous n'en donnerons ici que le principe et le résultat final.

PRINCIPE DU CALCUL. — Considérons le déflecteur électrostatique formé de deux couronnes cylindriques de rayon R_1 et R_2 , portées au potentiel $+V_0/2$ et $-V_0/2$. Le rayon moyen, le long duquel le potentiel est nul est a .

Une fois entrée dans le déflecteur, la particule est soumise à une force centrale :

$$F = \frac{eV_0}{r \log R_1/R_2}.$$

En coordonnées polaires l'origine étant au centre de courbure des électrodes déflectrices, la trajectoire est donnée par l'intégrale de la formule de Binet :

$$-\frac{mc^2}{r^2} \left[\frac{d^2 1/r}{d\varphi^2} + 1/r \right] = -\frac{1}{r} \times \frac{eV_0}{\log R_1/R_2}, \quad (5)$$

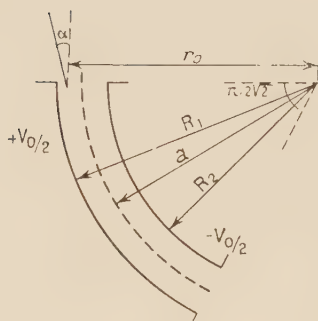


Fig. 2.

La constante des aires C étant une intégrale première du système.

L'intégration de cette formule dans le cas de la particule idéale, c'est-à-dire de la particule qui arrive tangentiellement au cercle de rayon a , avec l'énergie E_0 de la formule précédente (4), donne le résultat suivant :

$$r = a.$$

La particule décrit le cercle de rayon a .

Dans le cas général, la particule a une énergie E légèrement différente de l'énergie E_0 , arrive dans le déflecteur sur un cercle de rayon r_0 faisant un angle α avec le cercle. Si l'on pose :

$$E = E_0(1 + \eta)$$

$$r_0 = a(1 + \rho_0).$$

η , ρ_0 , et α sont des nombres petits (de l'ordre ou inférieur à un centième dans le cas des déflecteurs électrostatiques réels). La trajectoire de la particule dans le déflecteur, donnée par l'intégration de l'équation (5) est :

$$r = a \left[1 + \frac{\eta}{2} - \frac{4}{3} \rho_0^2 - \frac{\alpha}{\sqrt{2}} \sin \sqrt{2} \varphi - \left(\frac{\eta}{2} + \rho_0 \right) \cos \sqrt{2} \varphi \right].$$

Les termes d'ordre supérieur étant négligés, le calcul ayant été fait au second ordre en ρ_0 .

Ce résultat nous permet :

a) De retrouver le résultat d'Herzog : au premier ordre près, un faisceau de particules ayant la bonne énergie ($\eta = 0$) entrant tangentielle ment au cercle de rayon r_0 ($\alpha = 0$) est focalisé à la sortie du déflecteur d'angle $\pi/2\sqrt{2}$, en effet, les trajectoires des particules étant alors :

$$r = a[1 - \rho_0 \cos \sqrt{2} \varphi]$$

passent bien toutes par le point de coordonnées :

$$\varphi = \pi/2 \sqrt{2} \quad \text{et} \quad r = a.$$

b) De calculer l'élargissement du faisceau à la sortie du déflecteur, dû à la largeur de la fente d'entrée. Cet élargissement est $4/3\rho_0^2 a$: dans le cas particulier de notre déflecteur (fente d'entrée de 5 mm de largeur et rayon moyen de 80 cm), cet élargissement est de 10 microns. Nous verrons que l'influence de cet élargissement est négligeable jusqu'à une résolution de 4 000.

c) De calculer le pouvoir de résolution de l'analyseur électrostatique dans le cas général.

POUVOIR DE RÉOLUTION. — Le pouvoir de résolution d'un analyseur de particules est par définition le rapport de l'énergie des particules, sortant de cet analyseur à la dispersion d'énergie du faisceau :

$$R = \frac{E}{\Delta E}.$$

De la formule précédente on tire :

$$R = \frac{1}{4 \left(\rho_1 + \frac{\alpha}{\sqrt{2}} + \frac{2}{3} \rho_0^2 \right)}$$

où α représente la dispersion angulaire du faisceau à l'entrée; ρ_1 , la fente de sortie et ρ_0 , la fente d'entrée.

Pour reprendre les notations classiques d'Herzog :

$$\rho_0 = \frac{b'}{2a} \quad \rho_1 = \frac{b''}{2a}.$$

a) Cas d'un faisceau parallèle et approximation du premier ordre :

$$R = \frac{a}{2b''}$$

qui est la formule d'Herzog.

b) Si on introduit la correction du second ordre, on trouve :

$$R = \frac{a}{2b''} \left(\frac{1}{1 + \frac{b'^2}{3ab'}} \right).$$

Dans les conditions d'emploi de notre analyseur, la fente d'entrée b' est de 5 mm. Le terme correctif $\frac{b'^2}{3ab'}$, s'écrit $\frac{b'}{3a} \cdot \frac{b'}{b''}$.

Le premier membre est fixe et égal à $2,08 \cdot 10^{-3}$. Pour les différentes largeurs de la fente de sortie, on obtient les résolutions suivantes :

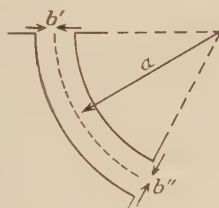


Fig. 3.

b'' (fente de sortie)	R (premier ordre)	(Terme connectif)	R (second ordre)
0,8 mm	500	$1,25 \cdot 10^{-2}$	495
0,4 mm	1 000	$2,5 \cdot 10^{-2}$	975
0,2 mm	2 000	$5 \cdot 10^{-2}$	1 900
0,1 mm	4 000	0,1	3 600

On voit que ce type d'analyseur permet des résolutions très grandes avec une grande fente d'entrée, performance impossible avec les analyseurs de 90°. Ce type d'analyseur est donc à la fois très précis et très lumineux.

c) Quand le faisceau n'est plus parallèle mais a une certaine dispersion angulaire α le pouvoir de résolution est diminué comme le montre la formule précédente. Dans les expériences décrites dans ce travail, la dispersion angulaire α était très inférieure à 1 p. 2 000 pour la majorité des particules. Avec une fente de sortie de 0,8 mm, cette dispersion avait peu d'influence sur la résolution et nous avons admis une résolution de 500, résolution confirmée par l'étude de la résonance particulièrement fine de 1 090 keV de la réaction $^{19}\text{F}(p\alpha\gamma)^{16}\text{O}$.

Construction et installation de l'analyseur électrostatique — 1) CONSTRUCTION DU DÉFLECTEUR ÉLECTROSTATIQUE. — L'appareil a été réalisé suivant nos indications par les établissements Sautter-Harlé de Paris (voir photographie ci-jointe).

Il comprend une plaque de base (Ft-30) de 8 cm d'épaisseur; 2 cm pleins et 6 cm d'entretoises en forme de nid d'abeille. La face plane a été rectifiée avec précision et l'autre laissée brute de fonderie.

Chaque barre déflectrice est fixée sur cette plaque de base par quatre boulons et écrous isolés électriquement, primitivement par de la silirite silicone puis par de l'araldite. Les barres sont en acier amagnétique (à très faible teneur de carbone).

Un bras de mesure muni d'un palpeur Lip pivotant autour d'un axe solidaire de la plaque de base permet la mesure du rayon de courbure à mieux d'un dixième de millimètre et de l'entrefer à 1 ou 2 microns près.

Une place suffisante est laissée à l'entrée et à la sortie du déflecteur pour placer les fentes, le quartz mobile, etc... Les trous taraudés et quelques « goujons » ont été repérés avec soin pour la remise en place précise des porte-fentes.

Le couvercle a été moulé en métal léger pour faciliter la dépose et le remontage. Deux grands hublots de verre trempé permettent de voir très aisément l'intérieur du déflecteur et, une fois ouverts, permettent le changement ou la modification des fentes sans nécessiter la dépose du couvercle.

Le déflecteur repose par l'intermédiaire d'un joint « d'Oldham » sur un chariot mobile muni de quatre vérins. On peut ainsi très aisément modifier l'inclinaison et la position du déflecteur sous vide. Le déflecteur est en effet relié au tube accélérateur du Van de Graaff et à l'analyseur magnétique par des membranes thermostatiques ou tombac.

2) PERFORMANCES GÉOMÉTRIQUES. — Les barres déflectrices ont été déposées et remontées plusieurs fois. On a chaque fois pu retrouver assez facilement la précision mécanique originale c'est-à-dire un rayon de courbure constant à mieux d'un dixième de millimètre et un entrefer (dont la valeur nominale est 1 cm) constant à environ plus ou moins 10 microns (les écarts extrêmes d'entrefer étaient au maximum de 20 microns); mais l'écart quadratique moyen des différentes valeurs de l'entrefer σ tel que :

$$\sigma^2 = \frac{\sum (x - x_0)^2}{n}$$

est de l'ordre de 3 à 4 microns suivant les montages pour la partie utile : ainsi la première mesure effectuée nous a donné comme valeur :

$$10,060 \pm 0,003 \text{ mm}$$

pour la partie utile de l'entrefer (région où passe le faisceau) et :

$$10,062 \pm 0,006$$

pour l'ensemble de l'entrefer.

L'angle du déflecteur $\Phi = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 63^\circ 38' 29''$ a été respecté et mesuré (par triangulation) à mieux de 1 minute.

Le déflecteur électrostatique est donc mécaniquement suffisamment précis pour être employé comme analyseur relatif et comme analyseur absolu dès que sera achevée la mesure absolue de la haute tension appliquée aux barres déflectrices.

3) MISE SOUS VIDE. — La première difficulté a été l'obtention d'un vide acceptable dans le déflecteur ($5 \cdot 10^{-6}$ mm de Hg sans faisceau et environ $1 \cdot 10^{-5}$ mm Hg avec faisceau).

On a rencontré en dehors des petites fuites normales et des soudures poreuses deux principales difficultés : la porosité du couvercle et un dégazage assez délicat de l'entrefer.

Grâce à une technique de mise en route des pompes soigneusement suivie chaque matin, nous arrivons dans les bonnes conditions à des vides de l'ordre de 3 à 4 10^{-6} mm de mercure sans faisceau et de quelques 10^{-6} en plus avec faisceau pour un débit moyen d'hydrogène.

4) MISE SOUS TENSION. — *Sortie du faisceau.* — Lors des premières mises sous tension du déflecteur et des premiers essais de sortie du

faisceau, nous éprouvâmes quelques difficultés dont les principales furent :

- a) le dégazage des barres déflectrices.
- b) les isolants de silirite silicones qui se chargeaient sous l'influence de la très forte ionisation du gaz résiduel dont la pression augmentait ;
- c) les aspérités de l'intérieur du couvercle insuffisamment poli.

Les principales modifications furent :

- a) le polissage aussi soigné que possible de l'intérieur du couvercle et la suppression de plusieurs pièces accessoires intérieures, non strictement indispensables, qui augmentaient les gradients de champ ;
- b) le remplacement des isolants de silirite silicone par des isolants en araldite d'un dessin amélioré ;
- c) la mise de capuchons en aluminium poli protégeant au maximum les isolants des particules du faisceau ;
- d) la modification de la position, de la forme et de l'isolement des fentes ;
- e) la pose de tantale sur toutes les parties susceptibles de recevoir des particules du faisceau.

CONCLUSION GÉNÉRALE. — Le déflecteur électrostatique est actuellement en service depuis plus d'un an : nous obtenons grâce à lui des faisceaux stables de 5 à 10 μA avec des résolutions de 500 à 1 000. Il répond bien au but que nous nous sommes proposés : l'obtention des particules d'énergie de 0,5 à 2 MeV. connue à 1 ou 2 p. 1 000 près. nécessaires aux mesures de grande précision.

CHAPITRE III

Alimentation haute tension $\pm 25\,000$ stabilisée et mesurée

à 1 p. 1 000 du déflecteur électrostatique.

En 1955, n'ayant pas trouvé dans le commerce d'alimentation $\pm 25\,000$ V, variable de 5 000 à 25 000 V, stabilisée et mesurée à mieux de 1 p. 1 000 et pouvant débiter un courant de 1 mA, nous l'avons construite nous-mêmes.

Réalisation de cette alimentation. — Pour des raisons de stabilisation d'encombrement et de prix de revient, nous avons construit une alimentation du type « haute fréquence » (en fait 80 kc).

Nous avons choisi une alimentation pilotée et non auto-oscillatrice puisque nous devons pouvoir faire varier la tension secondaire.

Le pilote donne une tension de quelques volts à une fréquence stable (80 kc). Le pilote est un oscillateur du type clapp ou collpits modifié, choisi en raison de sa grande stabilité en fréquence. On amplifie la tension pilote de manière à disposer d'une tension réglable de 0 à 250 V crête à crête que l'on envoie sur la grille de la lampe de puissance (813) dont la charge plaque est essentiellement composée du primaire accordé du transformateur haute tension. Un condensateur variable accorde le primaire de manière à réaliser un circuit bouchon (en fait, l'accord à la fréquence se produit entre la capacité et la self, somme de la self du primaire — une centaine de microhenrys — et de l'induction mutuelle du primaire et du secondaire qui a une self d'une centaine de millihenrys). Il se produit donc une surtension et un courant très intense dans le circuit bouchon donc un flux important dans le bobinage primaire et comme la fréquence est élevée, une variation de flux très grande dans le secondaire d'où une tension très forte aux bornes du secondaire. La tension du secondaire sera d'autant plus forte que le circuit constitué par la self du secondaire, la capacité propre du bobinage secondaire et les capacités parasites (capacités des fils de cablagés des diodes, etc.) constituera lui aussi un circuit bouchon à la fréquence du pilote.

Les principaux constituants de cette alimentation ayant fait l'objet d'étude spéciale sont le transformateur (primaire et secondaire) et le redresseur-doubleur.

a) LE PRIMAIRE est formé de quatre couches de 140 spires chacune, bobinées sur un mandrin de 120 mm de diamètre. Le fil est un fil de

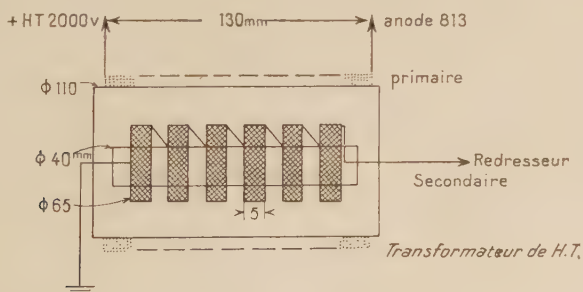


Fig. 4.

cuivre émaillé de 8/10 de diamètre. Les quatre couches sont mises en parallèles pour que le bobinage primaire ait la résistance ohmique la plus faible possible, et permette ainsi une forte surtension. On obtient l'accord avec un condensateur fixe de 3 500 picofarads (fait avec des condensateurs céramiques de 1 000 picofarads) et un condensateur

variable de 500 picofarads. La résistance est de 0,2 ohm et la surtension d'environ 3 000.

b) LE SECONDAIRE comprend 6 galettes de 260 spires bobinées en nid d'abeille avec du fil à brins divisés (fil 20 brins de 5/100). La capacité qui accorde la self de ce secondaire à la fréquence utilisée doit être la capacité parasite (shunt) du circuit secondaire car il est très difficile de trouver ou de fabriquer un condensateur variable pouvant tenir une tension alternative de 15 000 V crête à une fréquence de 80 kc. La capacité shunt mesurée du circuit secondaire (non compris la capacité propre du bobinage lui même) est d'environ 20 picofarads. On accorde

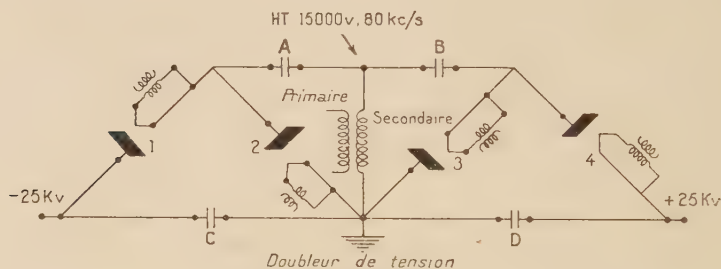


Fig. 5.

expérimentalement le bobinage secondaire : on cherche par bobinage ou débobinage de quelques spires de la dernière galette la bobine donnant avec un petit condensateur de 20 picofarads la plus grande surtension à 80 kc. En fait pour chaque bobine on cherche la fréquence d'accord à l'aide d'un générateur moyenne fréquence et on modifie petit à petit la bobine pour que la fréquence d'accord soit le plus près possible de 80 kc, avec, aux bornes, un condensateur de 20 picofarads.

Remarquons d'ailleurs que la résistance de la bobine étant assez grande (plusieurs centaines d'ohms) l'accord n'est pas très critique. Les caractéristiques électriques du secondaire sont en effet :

$$r = 300 \text{ ohms,}$$

$$L = 100 \text{ millihenrys.}$$

$$C_{\text{propre}} = 20 \cdot 10^{-12} \text{ farad,}$$

$$C_{\text{accord total}} = 40 \cdot 10^{-12} \text{ farad.}$$

La surtension $L\omega/r$ est de 160. D'autre part : $rc\omega = 5 \cdot 10^{-3}$ donc est bien inférieure à 1.

c) REDRESSEUR-DOUBLEUR. — Une des extrémités du bobinage secondaire étant à la masse, l'autre fournit une tension alternative variable

entre 0 et 15 000 V à la fréquence de 80 kc. Pour avoir $\pm 25\ 000$ V, on redresse et double la tension donnée par chaque alternance suivant le schéma classique des doubleurs de tension représenté ci-contre.

Les valves sont des 1 B 3 GT spécialement construites pour supporter de très fortes tensions inverses (30 000 V) tout en ne nécessitant qu'un très faible chauffage filament (1,25 V ; 0,2 A ; 0,25 W). Les filaments sont chauffés par un courant haute fréquence : nous avons construit un oscillateur de chauffage fonctionnant à environ 160 kc, les primaires et les secondaires des transformateurs de chauffages sont bobinés deux à deux sur le même mandrin, les primaires sont formés d'une seule

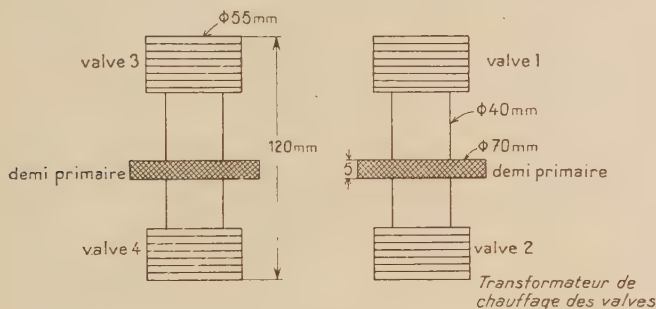


Fig. 6.

galette de 250 spires en fil de 35/100 bobinées en nid d'abeille, les secondaires sont formés de 6 spires de gros fils de cuivre avec un fort isolement de polythène.

Nous avons adopté un chauffage des filaments par haute fréquence parce que les transformateurs isolés de chauffage des valves transformateurs classiques pour courant 50 périodes) présentaient une capacité parasite entre le secondaire et la masse de 50 picofarads. A la fréquence de 80 000 cycles par seconde, une telle capacité représente une impédance de 40 000 ohms, c'est-à-dire un véritable court-circuit. Cette capacité était, d'autre part, trop forte pour servir de capacité d'accord.

On voit sur la figure que la capacité des secondaires des transformateurs de chauffage par rapport aux primaires (donc pratiquement par rapport à la terre) doit être très faible, de l'ordre de quelques picofarads. La capacité parasite de 20 picofarads est, en effet, essentiellement formée de la capacité des secondaires des valves 1 et 3, de la capacité propre des quatre valves (1,5 μF par valve, donc 6 picofarads en tout), du blindage des valves, et des fils de connexion.

Les condensateurs A et B sont formés chacun de quatre gros condensateurs céramiques du type « assiette » mis en parallèle.

Ces condensateurs doivent être extrêmement bien isolés car ils sont soumis à la haute tension alternative. Nous avons eu beaucoup de mal à les trouver, ayant « claqué » un grand nombre de condensateurs pourtant bien isolés.

Ainsi réalisée l'alimentation haute tension fonctionne d'une manière très sûre et pratiquement sans autre panne que le remplacement d'une valve de temps à autre.

Stabilisation et mesure de la haute tension. — a) PRINCIPE DE LA MESURE ET DE LA PRISE DU SIGNAL DE STABILISATION. — Nous avons fixé à 625 μA le courant débité dans la chaîne de résistances placée entre la

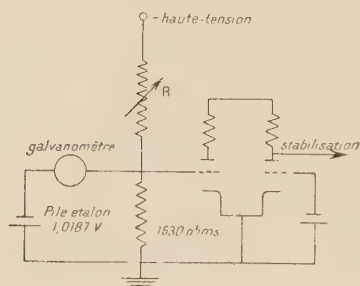


Fig. 7.

haute tension et la masse. Nous vérifions ce courant en comparant la tension d'une pile étalon ($E = 1,0187 \text{ V}$) et la tension produite par ce courant de 625 μA aux bornes d'une résistance de 1 630 ohms. L'équilibre de ces deux tensions est vérifié par un galvanomètre sensible. La valeur de la haute tension est alors égale au produit du courant de 625 μA par la résistance R de la chaîne. D'autre part la variation de ce courant provoquera la variation de la tension aux bornes de la résis-

tance de 1 630 ohms, ce qui déséquilibrera une bascule (double triode sensible) et commandera ainsi une stabilisation.

Les principaux avantages de ce système sont les suivants :

1) Les résistances de la chaîne de résistances seront toujours parcourues par le même courant : le coefficient de tension et de température de ces résistances aura donc beaucoup moins d'importance et on pourra les mesurer avec cette même charge.

2) Le débit de la chaîne de résistances étant toujours le même et, en général, très supérieur au courant d'utilisation, les variations du courant d'utilisation auront proportionnellement moins d'effet sur l'ensemble de l'alimentation : l'alimentation travaillera pratiquement toujours dans les mêmes conditions, ce qui est un facteur important de stabilité.

3) Le courant constant doit créer dans une résistance précise appropriée une tension juste égale à la force électromotrice d'une pile qui polarise un des côtés d'une double triode sensible. On a ainsi la vérification facile du courant grâce à un galvanomètre sensible et une prise commode du signal d'instabilité.

Enfin pour éviter toute source d'oscillations parasites dans un mon-

tage électronique sensible, il est préférable d'avoir dans le circuit-grille une seule résistance fixe plutôt que les nombreuses boîtes de résistances ou de potentiomètres qui seraient nécessaires avec le montage plus classique rappelé plus bas.

4) La mesure de la tension ne dépend plus d'un appareil de mesure mais seulement de résistances fixes qui ont été mesurées en charge dans un pont de Wheatstone. Comme on peut mesurer de telles résistances à mieux que 1 p. 1 000, la tension est mesurée à mieux que 1 p. 1 000.

5) On fixe la tension par le nombre de résistances que l'on met dans la chaîne haute tension ce qui se fait très aisément. Un système de boîtes additionnelles de résistances de faible valeur permet le réglage de la tension à la valeur désirée.

Remarque. — Dans la plupart des alimentations haute tension la chaîne de résistance disposée entre la haute tension et la masse est fixe. La mesure de la tension se ramène à celle du courant et le signal de référence est pris sur une portion variable de cette chaîne. Les mesures précises (par opposition) sont plus difficiles à faire avec de tels montages.

b) MESURE DE LA TENSION. — La tension que nous cherchons à mesurer et à stabiliser est la différence des deux tensions positive et négative plutôt que chacune d'elle. C'est ce que fait le dispositif ci-contre, à condition, bien entendu, que les résistances R des deux chaînes soient les mêmes. C'est la condition que nous pensons avoir réalisée en triant et composant les résistances de la manière suivante :

Nous avons trié 448 résistances à couche de carbone « Sfernice » de 250 000 ohms à 0,5 p. 100 de valeur nominale. Nous les avons assemblées par plaquettes de 12 résistances de manière à ce qu'elles soient toutes égales entre elles à 1 p. 1 000. En fait, la mesure des plaquettes en charge a montré que la résistance de 22 plaquettes sur 24 était comprise dans l'intervalle :

$$R = 2,988 \pm 0,004 \text{ M}\Omega.$$

En ajoutant à ces plaquettes des boîtes AOIP à plots de 100 000, 50 000 et de 10 000 ohms on arrive à avoir deux chaînes de résistances ayant la valeur désirée et égales entre elles à mieux de 1 p. 1 000.

A l'équilibre du galvanomètre la différence de potentiel entre les deux barres du défecteur est :

$$\begin{aligned} V_+ - V_- &= (R + r)i_1 + (R + r)i_2 \\ &= (R + r)(i_1 + i_2). \end{aligned}$$

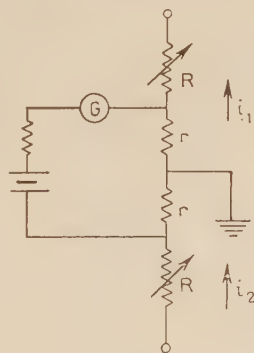


Fig. 8.

D'autre part la tension aux bornes des deux piles étalons est $2V_{\text{étalon}}$:

$$2V_{\text{étalon}} = r(i_1 + i_2),$$

d'où :

$$V_+ - V_- = 2V_{\text{étalon}} \times \frac{R}{r}$$

en négligeant r devant R . En effet, r est tel que :

$$r \times 625 = 1,0187 \text{ V}$$

ou :

$$r = 1\,630,0 \text{ ohms.}$$

Nous avons fait deux résistances de 1 630 ohms précises à mieux de 1 p. 1000 au pont de Wheatstone.

Si les résistances R sont égales, on mesure bien ainsi la différence de potentiel appliquée aux barres du déflecteur à la précision de mesure des résistances R même si les courants i_1 et i_2 ne sont pas identiques.

Remarquons en effet que la valeur intéressante est précisément la différence des deux tensions positives et négatives plutôt que la valeur de chacune des deux tensions.

Que se passe-t-il en effet si une des tensions est de :

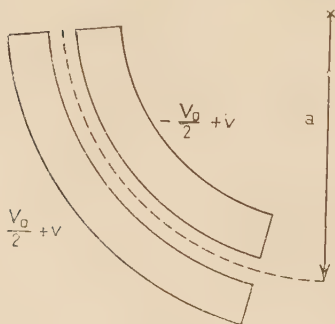


Fig. 9.

$V/2 + v$ et l'autre $-(V/2 - v)$?

Le rayon moyen a aura donc un potentiel de v au lieu de zéro comme dans le cas où nous avons fait le calcul au chapitre précédent. La particule qui décrit ce rayon (et qui sortira par la fente) a l'énergie cinétique :

$$E_0 = \frac{a}{2d} eV_0$$

et l'énergie potentielle ev . A la sortie de la fente elle aura donc pour énergie :

$$\begin{aligned} E &= \frac{eaV_0}{2d} + ev \\ &= E_0 \left(1 + \frac{ev}{E_0} \right) \end{aligned}$$

et comme $\frac{E_0}{eV_0} = 40$, on a :

$$E = E_0 \left(1 + \frac{v}{40V_0} \right)$$

pour que l'erreur sur l'énergie de la particule soit de $1/2\,000$ c'est-à-dire pour qu'elle ne soit plus négligeable il faudrait que :

$$\frac{V}{40V_0} = \frac{1}{2\,000}$$

$$V = \frac{2}{100} V_0$$

il faut donc qu'une des tensions soit :

$$V = V_0/2 \left(1 + \frac{4}{100} \right)$$

il faut que la tension soit donc de 4 p. 100 supérieure d'un côté et de 4 p. 100 inférieure de l'autre, c'est-à-dire que les courants soient 650 et de 600 μA dans les branches au lieu de 625 μA . Il suffit de mettre un milliampèremètre quelconque dans chacune des branches pour s'apercevoir d'un tel déséquilibre. En fait, nous n'avons jamais constaté un tel déséquilibre. La mesure de la tension que nous faisons est donc correcte et nous veillons à ne faire d'expérience que lorsque l'aiguille du galvanomètre se trouve dans la région telle que les tensions créées par le courant dans les deux résistances r et les forces électromotrices des piles diffèrent de moins de $1/1\,000$.

c) STABILISATION DE LA HAUTE TENSION. — Le signal de référence qui commande la stabilisation n'est pris que sur la chaîne de résistance de la polarité négative. Les raisons en sont les suivantes :

— la plupart des phénomènes agissant sur une des polarités agissent aussi sur l'autre : ce sont généralement soit une dérive de l'alimentation soit un changement du débit ;

— l'égalisation des deux tensions n'est pas critique comme nous l'avons vu ;

— le montage électronique ainsi réalisé est beaucoup plus stable et plus efficace.

1) *Principe*. — La tension produite par le courant de résistance de la chaîne négative, dans la résistance r de 1 630 ohms polarise une des deux grilles d'une double triode ; l'autre côté est polarisé par une tension fixe. Lorsque le courant varie (c'est-à-dire lorsque la tension change), les deux côtés de la double triode ne sont plus équilibrés. Ce déséquilibre provoque la variation de la polarisation de la 813 de manière à rétablir la haute tension.

2) *Circuit électronique*. — La double triode est une 12 AX 7 choisie pour sa sensibilité et sa très forte pente : dans les conditions où nous

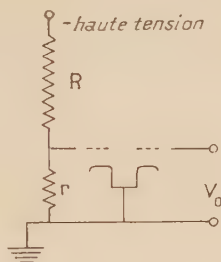


Fig. 10.

l'employons (polarisation grille — 1 V, tension anode 125 V) le coefficient d'amplification est de 100.

Les deux anodes de la 12 AX 7 commandent les deux grilles d'une

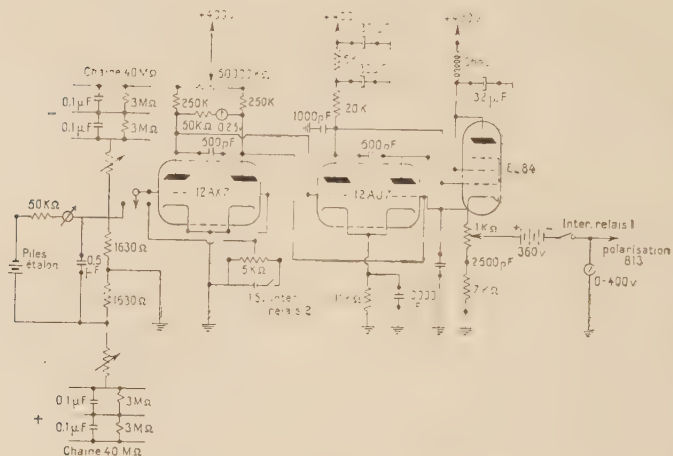


Fig. 11.

12 AU 7 dont les deux plaques sont respectivement réunies à la cathode et à la grille d'une EL 84.

A l'équilibre, c'est-à-dire lorsque les deux grilles de la 12 AX 7 sont réunies à la tension fixe de polarisation de 1,018 V et que la grille de commande est déconnectée de la résistance de 1630 ohms, on règle la charge d'un des côtés de la 12 AX 7 (une double triode est rarement symétrique) de manière que la 12 AU 7 soit exactement à sa position d'équilibre c'est-à-dire que les deux côtés débitent le même courant (environ 7 mA) et que la plaque de la 12 AU 7 réunie à la cathode de la EL 84 soit à 270 V. A ce

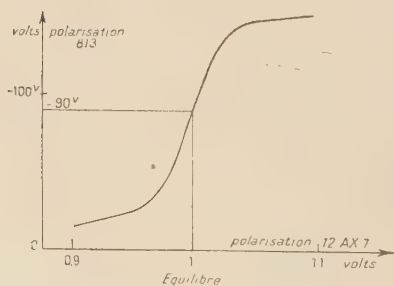


Fig. 12.

moment-là le montage est très sensible à la moindre différence de tension entre les deux grilles de la 12 AX 7, comme l'indique le tableau et le graphique suivants :

Tableau et graphique montrant l'influence du déséquilibre des grilles de la 12 AX 7 sur la polarisation de la 813.

Polarisation fixe 12 AX 7	Polarisation mobile 12 AX 7	Tension cathode EL 84	Polarisation 813
1 V	1,1 V	210 V	— 150 V
I	1,05	210	— 150
I	1,025	220	— 140
I équilibre	I	270	— 90
I	0,975	320	— 40
I	0,95	335	— 25
I	0,90	345	— 15

Ce montage est très sensible et a demandé une assez longue mise au point. En raison même de sa sensibilité il a tendance à osciller et nous avons dû mettre quelques condensateurs de découplage pour amortir suffisamment la naissance des oscillations sans introduire par ailleurs de trop grandes constantes de temps.

Comme le potentiel moyen de la cathode de la EL 84 est de 270 V, on met une pile de 360 V pour avoir une tension de — 90 V pour polariser la 813.

Ce montage est donc assez intéressant puisqu'il permet la stabilisation et la mesure d'une différence de potentiel de 50 000 V avec seulement deux piles étalons comme référence.

d) CONCLUSION. — Ainsi réalisée l'alimentation haute tension est suffisamment stable et précise pour que le déflecteur puisse avoir une résolution de 500 comme nous le verrons plus loin.

CHAPITRE IV

La stabilisation du Van de Graaff.

L'analyseur électrostatique comme nous l'avons vu ne laisse passer que les particules comprises dans un domaine étroit d'énergie. Pour que le faisceau frappant la cible au sortir de cet analyseur soit le plus grand possible, il faut que la proportion de telles particules dans le faisceau sortant du tube accélérateur du Van de Graaff soit la plus grande possible, donc que le Van de Graaff soit de lui-même le plus stable possible.

Pour stabiliser le Van de Graaff, nous avons établi deux stabilisations :

- une stabilisation lente : stabilisation du courant de charge ;
- une stabilisation rapide : stabilisation de la tension de l'électrode haute tension par le contrôle d'un courant d'électrons allant directement de la cloche à l'électrode.

Stabilisation lente : stabilisation du courant de charge. — a) PRINCIPE DE LA CHARGE DE LA COURROIE (Ga 53). — La courroie d'épaisseur d_c et de constante diélectrique ε est entraînée par une poulie conductrice portée à un haut potentiel négatif V (variant entre 0 et 30 000 V). En face de la courroie se trouve un peigne formé d'aiguilles de phonographe primitivement à la masse, à travers une résistance de 20 M Ω et un microampèremètre. On peut en première approximation expliquer de la manière suivante la charge de la courroie.

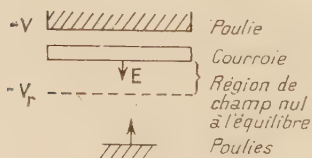


Fig. 13.

A la surface de séparation de deux diélectriques nous savons que le champ électrique tangentiel et la composante normale de l'induction électrique $D = \varepsilon E$ (dans le cas d'un diélectrique isotrope parfait) se conservent.

En négligeant la composante tangentielle (négligeable par raison de symétrie) :

$$V = E d_{\text{air}} + \frac{E}{\varepsilon} d_c$$

d_{air} étant l'épaisseur d'air, d_c l'épaisseur de la courroie et E le champ électrique dans l'air.

L'air au voisinage de la pointe étant ionisé (par l'effet du champ élevé au voisinage des pointes), des ions positifs vont se diriger vers la courroie qui se recouvrira d'une densité d'électricité σ telle que :

$$\sigma = \frac{E}{4\pi}$$

cette densité d'électricité superficielle va tendre à annuler le champ électrique au voisinage de la courroie, il s'établira donc un état d'équilibre tel que :

$$\frac{E}{\varepsilon} d_c = V - V_r = \frac{4\pi\sigma}{\varepsilon} d_c$$

V_r étant la chute de potentiel au voisinage immédiat des pointes.

D'où :

$$\sigma = \frac{\varepsilon}{4\pi} d_c (V - V_r).$$

Comme la courroie tourne à une vitesse constante :

$$i_{\text{charge}} = K \frac{\varepsilon}{4\pi} d_c (V - Vr).$$

Les irrégularités du courant de charges peuvent donc provenir de l'inhomogénéité de la courroie (c'est-à-dire de la variation de ε ou de d_c ou de brusques variations de Vr par suite de claquages ou de décharges brusques). Pour stabiliser le courant de charge il faudra donc agir sur le potentiel V et le faire varier pour rattraper les variations de courant. On a donc intercalé entre le peigne de charge et la masse un dispositif donnant une tension Δv s'opposant aux variations du courant de charge, on aura donc :

$$i_{\text{charge}} = K \frac{\varepsilon}{4\pi} d_c (V - Vr - \Delta v).$$

b) DISPOSITIF DE RÉGULATION DU COURANT DE CHARGE. — Ce dispositif destiné à créer cette tension Δv d'opposition est essentiellement com-

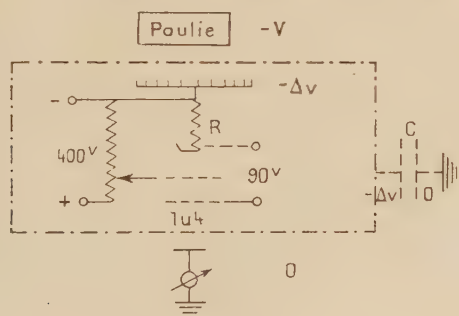


Fig. 14.

posé d'une pentode (1U 4) dont l'anode est à la terre (à travers le micro-ampèremètre de charge) et dont la cathode est réunie à travers une résistance R de $1M\Omega$ au peigne de charge.

Le potentiel de la grille de commande V_p par rapport au peigne de charge est fixé par un potentiomètre branché sur une alimentation de 400 V isolée. La tension de polarisation grille est donc :

$$V_g = RI_{\text{charge}} - V_p.$$

Le courant anodique (qui est pratiquement le courant de charge) est :

$$i_a = I_{\text{charge}} = \frac{I}{\rho} (V_a + KV_g).$$

La tension V_a de l'anode est ce que nous avons appelé Δv dans le paragraphe précédent. Il en résulte :

$$I_{\text{charge}} = \frac{1}{\rho + KR} (\Delta v + KV_p).$$

Le courant anodique dépend en fait beaucoup moins de la tension anodique que semble le montrer cette formule à cause de la forte valeur du coefficient d'amplification K (qui est supérieur à 100) de la forte valeur de R ($R = IM\Omega$ donc $KR \gg \rho$) et de la forte valeur de V_p . Par exemple pour $I = 100 \mu A$, $V_p = 100$ V. Dans les conditions très spéciales d'utilisation de ce tube on peut donc écrire ⁽¹⁾ :

$$I_{\text{charge}} = \frac{1}{R} V_p + \frac{1}{KR} \Delta v.$$

Le second terme étant petit devant le premier, le courant de charge ne varie que très peu avec le potentiel anodique : il ne dépend pratiquement que de V_p potentiel de la grille de commande de la IU 4, fixé par le potentiomètre aux bornes de l'alimentation 400 V, la tension entre peigne et poulie est : $V - \Delta v$.

La capacité parasite de l'ensemble des conducteurs se trouvant dans le cadre, par rapport à la masse est C .

Remarquons enfin que l'ensemble des conducteurs isolés de la masse comprenant le peigne de charge, les alimentations de polarisation et de grille écran, la cathode et les grilles de la pentode a une certaine capacité C par rapport à la masse.

Le phénomène physique est le suivant. — Quand pour une raison quelconque le courant de charge augmente subitement (précisons qu'il s'agit d'une brusque variation du courant entre les pointes et la poulie) le courant anodique n'ayant pas de raisons de varier, l'excès de courant de charge ne pouvant pas être transmis à travers le tube devra être pris sur la capacité C qui verra son potentiel Δv diminuer en valeur algébrique. Le potentiel de l'ensemble de l'armature isolée de ce condensateur c'est-à-dire le potentiel du peigne de charge diminuera ce qui aura pour tendance de diminuer la différence de potentiel entre le peigne et la poulie et donc de diminuer le courant de charge. C'est là l'origine de ce potentiel qui peut être assez élevé (jusqu'à un millier de volts environ), Le potentiel Δv augmentant le courant anodique

⁽¹⁾ Dans les conditions normales d'emploi, la résistance interne de la IU 4 est $\rho = 1,5 M\Omega$ et la pente $S = 0,5 \text{ mA/V}$. Le coefficient d'amplification est alors :

$$K = \rho S = 750.$$

La formule s'écrit alors :

$$RI_{\text{charge}} = V_p + \frac{1}{750} \Delta v.$$

augmentera certes, mais considérablement moins qu'il l'aurait fait sans ce dispositif.

La capacité parasite C étant très faible, de l'ordre de 50×10^{-12} farad, il suffit d'une quantité d'électricité de 0,05 microcoulomb pour que son potentiel soit de 1 000 V. Les réponses sont donc très rapides. Ce dispositif permet de stabiliser le courant de charge à ± 2 ou 3 p. 100, ce qui est suffisant pour que la seconde stabilisation puisse travailler normalement. La stabilisation du courant a été installée en 1956, et elle fonctionne normalement depuis ce temps-là.

La stabilisation rapide par courant de pointes Corona. — 1° NÉCESSITÉ D'UNE STABILISATION RAPIDE. — On peut difficilement espérer une stabilisation meilleure que 1 p. 100 par le contrôle du courant de charge. En effet, les ions positifs mettent environ 1/10 de seconde pour aller du peigne de charge au peigne de récupération de l'électrode haute tension. De plus, ils ne sont pas forcément tous collectés et certains redescendent. Enfin, les inhomogénéités de la courroie risquent d'introduire une fréquence d'oscillation de 5 cycles par seconde.

Pour avoir dans le faisceau le plus grand nombre possible de particules ne s'écartant pas de plus de 1 p. 1 000 une stabilisation rapide et énergétique est donc nécessaire.

2° PRINCIPE DE LA STABILISATION PAR POINTES CORONA. — Le principe de la stabilisation par pointe Corona repose sur l'effet bien connu du « pouvoir des pointes ». Si un conducteur est terminé par une pointe et si son potentiel est assez élevé (par rapport aux potentiels des conducteurs qui l'entourent) le champ électrique à l'extrémité de la pointe est assez grand pour ioniser le gaz ambiant et créer ainsi un courant ionique dans le gaz.

Le schéma de principe est le suivant :

On place devant l'électrode haute tension, une pointe passant à travers une plaque. On établit une certaine tension V entre la pointe et la plaque portée par exemple au potentiel de la masse. L'ensemble pointe-plaque et électrode haute tension du Van de Graaff est électriquement semblable à une triode, dont la grille est à la masse, l'électrode haute tension jouant le rôle de la plaque, la pointe celui de la cathode et la plaque celui de grille de commande.

Le débit de courant Corona qui est essentiellement composé d'électrons (à cause de la forte pression, les ions positifs sont très lents) est comme dans le cas de la triode fonction de la différence de potentiel

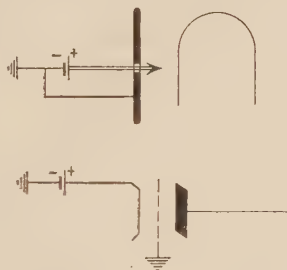


Fig. 15.

existant entre la pointe et la plaque (nous l'appellerons la tension pointe) et de la haute tension de l'électrode.

Le courant diminue quand la tension pointe augmente, et augmente quand la haute tension de l'électrode augmente. Ce dernier phénomène constitue d'ailleurs un élément favorable de stabilisation.

Enfin, le courant Corona diminue quand on augmente la pression du gaz de remplissage et quand on éloigne la pointe.

Le principe de la stabilisation par pointes Corona est donc le suivant : on fixe la position de la pointe pour avoir un courant corona moyen de 25 μ A quand l'électrode a la haute tension désirée et l'on fait varier la tension de la pointe autour de la valeur moyenne d'environ 1 000 V de manière à ce que les variations du courant Corona compensent aussi exactement que possible les variations de la tension de l'électrode. Quand par exemple la tension de l'électrode augmente on diminue la tension pointe, ce qui a pour effet d'augmenter le courant Corona qui en déchargeant l'électrode H. T. en fera baisser le potentiel.

3° RÉALISATION. — a) *Prise du signal*. — Seules les particules ayant une énergie comprise dans le domaine $E_0 + \frac{E_0}{2R}$ et $E_0 - \frac{E_0}{2R}$ sortent par la fente de sortie. Les autres particules sont arrêtées soit par les fentes de sortie, soit par les électrodes du déflecteur.

En fait, à chaque instant la dispersion du faisceau en énergie est très faible, elle n'est théoriquement due qu'à la dispersion en énergie des protons sortant de la source c'est-à-dire quelques centaines de volts. La dispersion en énergie du faisceau à un instant donné est donc inférieure à 1/10 000.

Lorsque la haute tension de l'électrode change pour une raison quelconque, le faisceau tombe sur une des lèvres des fentes, la stabilisation à ce moment agit et tend à faire repasser le faisceau à travers la fente. Quand le faisceau repasse à travers la fente la tension pointe revient à sa valeur initiale et si la cause qui a provoqué le changement de la haute tension persiste, l'électrode haute tension sera de nouveau dérégulée et le faisceau sera de nouveau arrêté par la fente et le phénomène recommencera.

Le faisceau aura donc tendance à osciller régulièrement entre les deux fentes.

La commande de la stabilisation devra être faite de telle manière que tout en ayant une réponse rapide elle diminue au maximum ces oscillations du faisceau et qu'elle garde une « certaine mémoire » de ce qui s'est passé dans la fraction de seconde précédente de manière à « prolonger » la correction au-delà de la réception du signal. Toutes les valeurs (notamment celles des résistances et des capacités) du schéma électrique ci-dessous, ont été déterminées par l'expérience : ce sont celles qui donnent le faisceau sortant le plus abondant.

Signalons enfin que nous avons mis en fait deux fentes de sortie : une fente fine destinée à la résolution et à la prise normale du signal et l'autre beaucoup plus ouverte (5 mm environ) destinée à empêcher à tout prix le faisceau de tomber sur les barres défectives. Le signal reçu par cette dernière fente sera beaucoup plus amplifié pour ramener très énergiquement le faisceau vers le centre. En fait, ces fentes ne reçoivent pratiquement pas de faisceau, en fonctionnement normal.

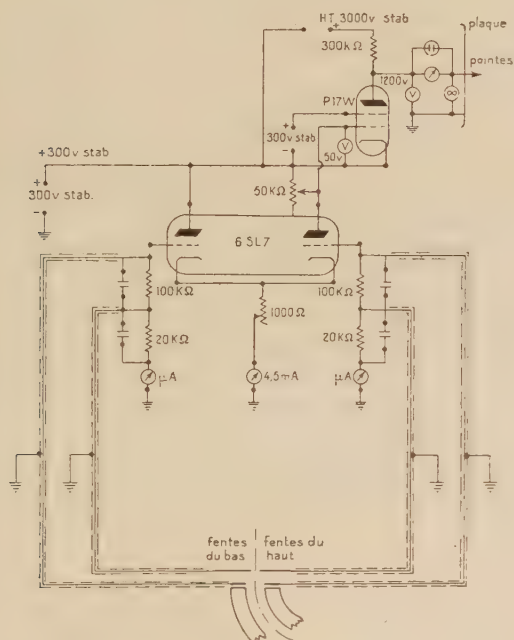


Fig. 16.

b) *Commande électrique.* — Quand la tension de l'électrode haute tension baisse, le faisceau tombe sur les fentes du haut. Le montage électrique doit donc élever la tension de la pointe pour diminuer le courant Corona. Le montage électrique est représenté dans la figure 16.

Il est essentiellement composé d'une double triode (6 SL 7) dont les grilles sont réunies d'une part aux fentes de sortie et d'autre part à la masse à travers des résistances shuntées par des capacités. Une des plaques est portée à un potentiel fixe de 300 V et l'autre est réunie à la même tension à travers un potentiomètre de 50 000 ohms.

En l'absence de signal sur les fentes, on règle la résistance de cathode de manière à faire travailler la 6 SL 7 au milieu de la partie rectiligne de sa caractéristique (tension de polarisation de 2 V débit de 2,3 mA par triode et tension anode de 250 à 300 V). On règle le potentiomètre de manière à avoir une différence de potentiel de 50 V entre les deux plaques.

Cette tension de 50 V polarise une triode de puissance (P 17 W) dont la plaque est réunie directement aux pointes, et à travers une résistance de 300 000 ohms à une alimentation isolée et stabilisée de 3 000 V. Le potentiel de la plaque, c'est-à-dire celui de la pointe, est d'environ 1 200 V par rapport à la masse.

Lorsque la tension du Van de Graaff baisse, le faisceau frappe la lèvre du haut de la fente. Sur le schéma on voit facilement que dans ce cas le potentiel de la grille de droite de la 6 SL 7 augmente, la polarisation de la P 17 W augmente, le débit plaque de la P 17 W diminue et la tension plaque augmente. La tension des pointes augmente, donc le courant Corona diminue et la tension du Van de Graaff remonte.

c) *Commande mécanique.* — Nous avons remarqué que, dans le cas de notre Van de Graaff, le courant pointe moyen optimum est d'environ 25 μ A. Pour une tension moyenne des pointes de 1 200 V le courant Corona dépend considérablement de la tension de l'électrode haute tension, et pour une tension donnée, de la pression dans la cloche et de la distance des pointes à l'électrode. Il faut donc pouvoir faire varier la distance des pointes à l'électrode haute tension.

Nous avons donc réalisé un système permettant de commander électriquement à partir du tableau de commande l'avance ou le recul mécanique des pointes.

Conclusion générale de la première partie.

Dans les bonnes conditions de fonctionnement, c'est-à-dire lorsque le vide est suffisant, que la source d'ions est propre, et que la courroie n'est pas usée, on obtient aisément un faisceau de 1 à 10 μ A stable et d'énergie connue à mieux de 2 p. 1 000 dans tout le domaine compris entre 0,5 et 2 MeV. Ces performances sont très comparables à celles des autres Van de Graaff de même énergie : Van de Graaff du California Institute of Technology et Van de Graaff de la High Voltage Engineering Corporation. Nous estimons que nous sommes arrivés aux mêmes performances que celles des appareils actuellement livrés par cette dernière firme avec en plus les avantages particuliers au déflecteur précis de 63° que nous avons construit.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE PREMIER

Étalonnage général du Van de Graaff.

Dispositif expérimental.

1° LE DÉFLECTEUR MAGNÉTIQUE DE 8°. — Le faisceau à la sortie du déflecteur électrostatique est bien défini en énergie mais il contient, en plus des protons, des ions de masse deux (molécules d'hydrogène H_2 ionisées une fois), et des ions de masse trois (molécules d'hydrogène H_3 ionisées une fois); aussi un déflecteur magnétique est-il nécessaire à la fois pour séparer ces trois faisceaux et pour focaliser sur la cible, le faisceau de masse désirée : la fente objet étant la fente de sortie du déflecteur électrostatique et la fente image étant près de la cible.

Comme la principale fonction de cet électro-aimant est la séparation des masses 1, 2 et 3, le pouvoir de résolution n'a pas besoin d'être grand. Aussi l'avons-nous construit le plus simplement et le plus économiquement possible. L'angle de déviation de 8° est nettement suffisant pour séparer les masses; l'alimentation électrique, pour les mêmes raisons, est régulée, mais non stabilisée.

2° LE PORTE-CIBLE. — Le porte-cible, qui a servi à la fois à l'étalonnage et aux expériences décrites plus loin, permet d'exposer au faisceau quatre cibles différentes : tantale, quartz et deux cibles minces : fluorure de lithium et magnésium, et de mesurer la radioactivité de la cible de magnésium.

Une feuille de tantale fixe au fond du porte-cible permet la mesure du bruit du fond (fig. 3).

La cible de magnésium mobile autour d'un axe peut : soit être exposée au faisceau (fig. 2), elle se trouve alors à environ 1 cm du cristal du photomultiplicateur (les cotes relatives ne sont pas respectées sur la figure), soit être placée contre le compteur Geiger β pour la mesure de la radioactivité de l'aluminium 26, formé par la capture des protons par le magnésium 25. Cette position, de plus, dégage le tantale et permet la mesure du bruit du fond (fig. 3).

Un quartz mobile ayant à son verso une cible de fluorure de lithium permet le centrage du faisceau (position de la fig. 1) et après rotation

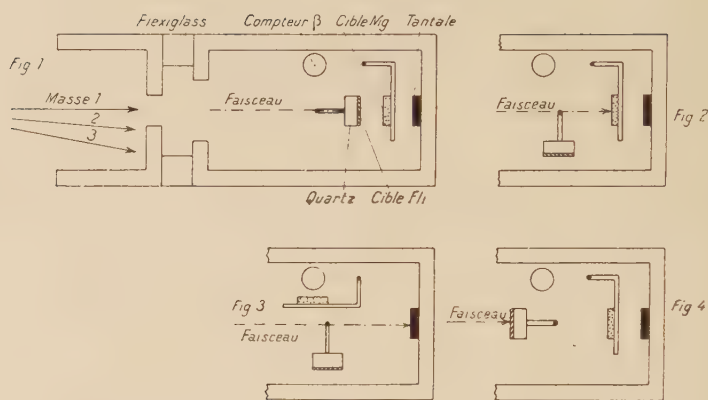


Fig. 17.

de 180° l'étalonnage (fig. 4, voir plus loin); une rotation de 90° dégageant soit la cible de magnésium (fig. 2), soit la cible de tantale (fig. 3).

3° DÉTECTION DES RAYONS GAMMA, DES RAYONS BÊTA ET DES NEUTRONS.

— Les rayons gamma que nous avons à détecter ont des énergies de l'ordre de 5 à 8 MeV. Ce domaine correspond au minimum du coefficient d'absorption linéaire de la matière : c'est le domaine où l'effet photoélectrique est nul et où celui de la création de paires est encore peu abondant.

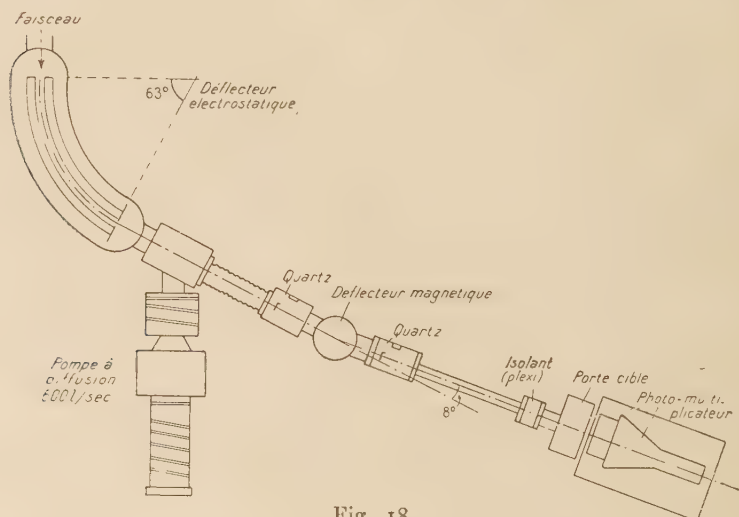


Fig. 18.

Aussi avons-nous pris un gros cristal d'iodure de sodium (cylindre de 7.5 cm de diamètre et de hauteur), placé sur un photomultiplicateur Dumont 6364, protégé par un écran en mumétal. L'efficacité, calculée comme nous le verrons plus tard, d'un tel compteur placé à 1 cm de la cible est de l'ordre de 15 p. 100, très supérieure à celle d'un compteur Geiger placé aux mêmes endroits.

Pour la mesure de la radioactivité de la cible de magnésium nous avons placé à l'intérieur du porte-cible un compteur Geiger, dont le gaz de remplissage est un mélange d'hélium, d'argon et d'alcool, et dont la paroi en duraluminium est de 0,55 mm. L'efficacité de ce compteur est d'environ 15 p. 100 pour les électrons de 1 à 2 MeV.

4° L'INTÉGRATEUR DE COURANT. — Nous avons construit un intégrateur de courant. Le courant de faisceau charge un condensateur qui se décharge dans un déclencheur de Schmidt (Schmidt trigger) commandant lui-même une échelle de comptage (8).

Étalonnage général du Van de Graaff.

Le déflecteur électrostatique et son alimentation haute tension ne pouvant pas encore donner la valeur absolue de l'énergie des particules sortant du déflecteur, nous sommes obligés à un étalonnage général et par mesure de prudence nous avons laissé en permanence dans le porte-cible une cible de fluorure de lithium, de manière à pouvoir repérer les différentes résonances de production des gamma et le seuil de production des neutrons, lorsque le faisceau a l'énergie correspondante.

En d'autres termes chaque fois que nous voulions connaître avec précision la valeur de l'énergie correspondant à un certain phénomène, nous repérions avec soin sur le même graphique la position des résonances connues entourant le phénomène.

1° RÉFÉRENCES DE L'ÉTALONNAGE $^{19}\text{F}(p\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. — Nous avons pris comme référence le travail très précis fait par Hunt (9), à l'aide d'un Van de Graaff de 4 MeV et du déflecteur électrostatique absolu dont nous avons déjà parlé (7). Il a été étudié les résonances de capture des protons par le fluor entre 0,5 et 2,2 MeV. Nous nous sommes principalement servi des résonances suivantes : 935, 1 030, 1 140, 1 283, 1 348, 1 375, 1 607, 1 694 keV.

2° ÉPAISSEUR DE LA CIBLE DE FLUORURE DE LITHIUM. — Les cibles de lithium dont nous nous sommes servi ont été préparées par M. Prugne du C. E. A. Elles ont une épaisseur d'environ 10 à 15 μg par centimètre carré, ce qui correspond à environ 2 keV pour des protons de 1 à 1,5 MeV.

3^o EXEMPLE D'ÉTALONNAGE. — Nous avons choisi comme exemple d'étalonnage l'étude des deux pics de la résonance $^{19}\text{F}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ à 1 348 keV et 1 375 keV parce que ce sont de fortes résonances qui sont situées au milieu des énergies où nous travaillons (de 800 à 2 000 keV) : Prenons par exemple les mesures faites le 30 juillet 1957 :

Nous avons porté sur le graphique ci-joint, le nombre de coups donnés par le photomultiplicateur pour un même nombre de microcoulombs enregistrés par l'intégrateur. Nous n'avons pas retranché le bruit de

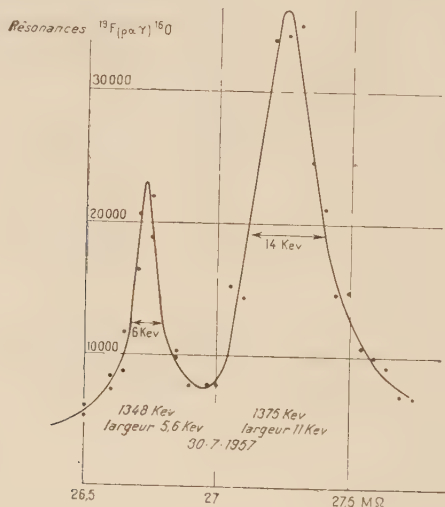


Fig. 19.

fond donné par le tantale, car il est de l'ordre de 200 coups ce qui est négligeable devant 23 000 et 36 000 coups hauteur des deux sommets. En abscisse, nous avons porté le nombre de mégohms de la chaîne de résonance.

L'énergie des particules du faisceau étant proportionnelle à la différence de potentiel appliquée aux barres, elle-même proportionnelle à la résistance comme nous l'avons vu plus haut, l'étalonnage consiste à trouver la valeur de la constante C telle que :

$$E = CR,$$

E énergie des particules en keV,

R résistance des branches de la chaîne de résistances en mégohms.

Le graphique montre que :

le pic de 1 348 est à 26,73 MΩ,

le pic de 1 375 est à 27,25 MΩ.

En tenant compte de la correction d'épaisseur de la cible (les protons de 1 348 keV d'énergie au centre de la cible, avaient 1 349 keV d'énergie en arrivant sur la cible) :

$$C = \frac{1\,349}{26,73} = 50,468 \text{ keV/M}\Omega,$$

$$C = \frac{1\,376}{27,25} = 50,495 \text{ keV/M}\Omega.$$

Ce qui fait une moyenne de 50,48 :

$$C = 50,48 \text{ keV/M}\Omega.$$

Remarquons que l'écart entre les deux constantes est de 0,027 en valeur absolue et en valeur relative de :

$$\frac{0,027}{50,500} \neq \frac{1}{2\,000}.$$

L'écart entre les deux est donc de : 1/2 p. 1 000 ce qui est parfaitement normal, étant donné que les valeurs données par Hunt sont à 1 p. 1 000.

D'autre part, si les résistances étaient précises à mieux que 1 p. 1 000 et si on avait tenu compte des corrections géométriques du déflecteur et de l'influence de l'angle d'entrée du faisceau dans le déflecteur, on devrait avoir :

$$E = 50,000 \text{ R.}$$

La différence entre la valeur mesurée et la valeur théorique est donc de moins de 2 p. 1 000 : on peut donc considérer ce résultat comme excellent étant donné d'une part l'incertitude de 1 p. 1 000 de la référence d'étalonnage, et d'autre part, de l'emploi de résistances de 0,5 p. 100 et de mesures de résistances faites à 1 p. 1 000.

4° RÉSOLUTION DU VAN DE GRAEFF. —

Nous pouvons mesurer la résolution du Van de Graeff à l'aide de la résonance de 1 090 keV du fluor qui est particulièrement fine. Hunt donne comme largeur naturelle $0,7 \pm 0,3 \text{ keV}$.

Nous reproduisons ci-contre le résultat du comptage du 15 juillet 1957. La largeur expérimentale du pic est d'environ 3 keV. L'épaisseur de la cible est de 2 keV comme nous l'avons vu précédemment. Le carré de la largeur expérimentale étant en première approximation la somme des carrés de la largeur

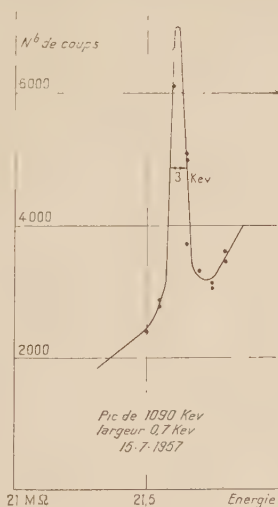


Fig. 20.

naturelle, de l'épaisseur de la cible et de la dispersion de la machine, on trouve pour la dispersion de la machine :

$$D^2 = 3^2 - (2^2 + 0,7^2) \neq 4,$$

$$D = 2.$$

On trouve donc une résolution expérimentale :

$$R = \frac{1090}{2} = 500.$$

Nous obtenons donc la même résolution que la résolution théorique de 500 correspondant à une largeur de la fente de sortie de 0,8 mm. C'est avec une telle largeur de fente que furent effectuées les expériences décrites ici :

$$R = \frac{a}{2b} = \frac{800}{2 \times 0,80} = 500.$$

La résolution théorique et expérimentale est de 500, l'énergie du faisceau est alors définie à ± 1 p. 1 000. L'étalonnage est effectué à ± 1 p. 1 000. L'erreur relative sur l'épaisseur de la cible dans le cas des cibles de magnésium que nous avons utilisées est de 10 à 20 p. 100 : pour des cibles de 10 à 20 keV d'épaisseur, l'erreur due à la correction d'épaisseur est donc de 1 keV. Nous pouvons donc dire que nos mesures des énergies des résonances d'absorption des protons par le magnésium sont à ± 3 p. 1 000. Nous donnons donc les pics compris entre 900 et 1 400 keV à 3 keV près et les pics d'énergie supérieure à 5 keV près.

5° MOYENNE DES ÉTALONNAGES. — Si nous prenons tous les étalonnages effectués pendant une période assez longue, par exemples les *23 étalonnages effectués du 10 au 31 juillet 1957* nous trouvons une moyenne de :

$$C = 50,51 \pm 0,05 \text{ keV/M}\Omega$$

l'écart quadratique moyen des 23 étalonnages par rapport à la moyenne de ces étalonnages est donc le millième de la valeur de la constante, ce qui est tout à fait normal, étant donné que les références elles-mêmes sont à 1 p. 1 000.

6° ÉTALONNAGE A L'AIDE DE L'ÉNERGIE DU SEUIL DE PRODUCTION DES NEUTRONS PAR LE LITHIUM BOMBARDÉ PAR LES PROTONS ${}^7\text{Li} + p \rightarrow {}^7\text{Be} + n$. — L'énergie de ce seuil a été extrêmement bien étudié par de nombreux chercheurs. La moyenne des plus récentes et des meilleures valeurs est (1) :

$$E = 1\,881,5 \text{ keV.}$$

Ne pouvant pas placer le long compteur à neutrons (compteur à BF_3 enrichi en ${}^{10}\text{B}$) dans l'axe du faisceau, les premiers neutrons atteignant le compteur sont produits par des protons de :

$$1\,881,5 + 1,5 = 1\,883 \text{ keV ;}$$

la figure 21 montre un exemple d'étalonnage à l'aide de l'énergie du seuil de production des neutrons par le lithium.

Durant la période correspondant aux 23 étalonnages à l'aide de la résonance de capture des protons par le fluor, nous avons fait 4 étalonnages dont la moyenne est :

$$C = 50,54 \pm 0,03 \text{ keV/M}\Omega$$

cette valeur est à moins de 1 p. 1 000 de la valeur moyenne des 23 étalonnages précédents.

CONCLUSION. — Si l'on porte sur un graphique la constante d'étalonnage en fonction de l'énergie, on voit que cette constante est constante depuis 900 jusqu'à 1 900 keV. D'autre part, le fait que les deux méthodes différentes : résonance du fluor et seuil de production des neutrons par le lithium, nous aient donné la même constante à mieux de 1 p. 1 000 indique le bon fonctionnement de l'ensemble de notre appareillage. Celui-ci doit nous permettre les mesures des énergies de résonance et des seuils de production à mieux de 3 p. 1 000.

Cet étalonnage confirme enfin qu'avec une fente de sortie du déflecteur de 0,8 mm, nous obtenons bien expérimentalement entre 1 et 2 MeV la résolution théorique de 500 du déflecteur électrostatique avec un courant de 1 à 10 μA .

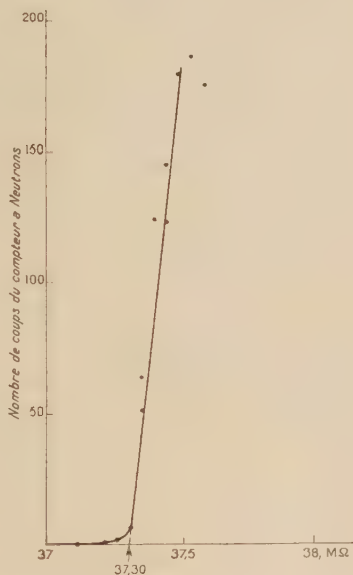
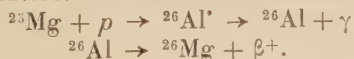


Fig. 21.

CHAPITRE II

Niveaux d'énergie de l'aluminium 26 déduits de l'étude des résonances de capture des protons par le magnésium 25.

Intérêt du choix de la réaction.



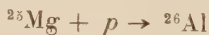
Mozkowski et Peaslee (10) de l'Université Columbia ont montré tout l'intérêt de l'étude des noyaux impair-impair qui ont un nombre égal de neutrons et de protons.

On a récemment mis en évidence expérimentalement le rôle du spin isotopique dans les règles de sélection des réactions nucléaires. Les noyaux impair-impair sont donc tout désignés pour l'étude du spin isotopique puisqu'ils sont les seuls à posséder plusieurs valeurs du spin isotopique parmi leurs plus bas niveaux d'énergie. Le spin isotopique du niveau fondamental est $T=0$ pour les noyaux légers et $T=1$ pour les noyaux lourds. Le croisement ayant lieu aux environs de $A=20$.

Il est donc intéressant de déterminer les relations entre les états les plus bas $T=0$ et $T=1$ pour tous les noyaux impair-impair de $N=Z$.

Les trois premiers noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$ sont stables. Tous les autres sont instables.

L'aluminium 26 est précisément un de ces noyaux. Or, il se trouve que l'étude de la réaction :



n'ait pas été faite jusqu'à ce jour dans le domaine de 1,2 à 2 MeV.

Aussi nous avons pensé qu'il serait extrêmement intéressant de rechercher dans un premier travail les résonances de formation de l'aluminium 26 (${}^{25}\text{Mg} + p \rightarrow {}^{26}\text{Al}$). Le Q de la réaction étant de 6,6 MeV, l'aluminium 26 excité se désexcite par émission gamma. Le rendement des rayons gamma permet donc de repérer les résonances de capture des protons, c'est-à-dire de formation de l'aluminium 26.

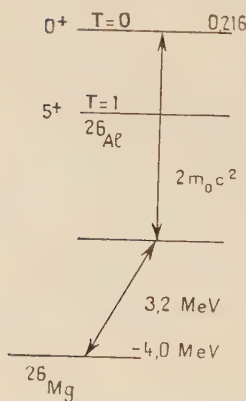


Fig. 22.

D'autre part, il semble maintenant bien établi (13) que c'est le niveau 0^+ à 0,216 MeV au-dessus du niveau fondamental qui se désintègre avec une période de 6,7 sec pour donner le ${}^{26}\text{Mg}$. Ce niveau posséderait un spin isotopique $T=0$. Le niveau fondamental serait un niveau $T=1$ et $J=5^+$. Dans ce cas ces deux niveaux seraient indépendants et auraient chacun leur propre période de désintégration bêta, le niveau 0^+ avec une période de 6,7 sec et le niveau fondamental 5^+ avec une période estimée au moins égale à 10^4 années. Aussi est-il très intéressant d'étudier pour chaque résonance de capture le rendement en rayonnement

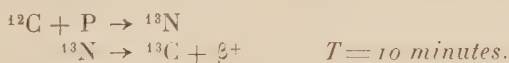
bêta de 6,7 sec de période pour distinguer les niveaux de l'aluminium 26 excité qui conduisent au niveau fondamental de ceux qui conduisent au premier niveau excité.

L'expérience décrite ici a donc consisté à bombarder une cible isotopique de magnésium 25 avec des protons d'énergie comprise entre

0,9 et 2 MeV et à noter les résonances d'émission de rayons gamma pendant le bombardement, et la radioactivité bêta de la cible après le bombardement, le faisceau du Van de Graaff étant coupé.

Résultats expérimentaux.

1^o DÉROULEMENT DE L'EXPÉRIENCE. — A chaque énergie nous envoyions un nombre constant de microcoulombs de protons sur les différentes cibles : tantale, fluorure de lithium et magnésium. Le nombre constant de microcoulombs (22) correspondait à 2⁹ coups de l'échelle de l'intégrateur du courant. Nous notions le nombre d'impulsions données par le photomultiplicateur lorsque le faisceau tombait sur le tantale (pour avoir le « bruit de fond »), sur le fluorure de lithium (pour l'étalonnage) et sur la cible de magnésium (pour les résonances d'absorption). De plus, quand le faisceau tombait sur la cible de magnésium, nous arrêtons le comptage gamma au bout de 2⁹ coups de l'échelle de l'intégrateur mais nous laissons le faisceau sur la cible pour avoir un temps total d'exposition de 35 secondes. Au bout d'un temps de sept périodes l'activité de désintégration bêta est égale à l'activité correspondant à l'équilibre séculaire à 1 p. 100 près. Nous vérifions que l'intensité du courant pendant ces 35 secondes ne variait pas plus de 10 p. 100. Au bout de 35 secondes, nous coupons le courant de charge du Van de Graaff et nous tournons la cible de magnésium 25 vers le compteur bêta qui était mis en route 2 secondes après la coupure du faisceau (la coupure du Van de Graaff diminuait beaucoup le bruit de fond du compteur Geiger). Nous laissons alors le compteur en fonctionnement pendant une première période de 25 secondes pour la mesure de la radioactivité bêta de 6,7 sec et ensuite pendant une autre période de 25 secondes pour éliminer non seulement le bruit de fond mais aussi les effets de la radioactivité bêta de l'azote 13. En effet, par suite de la capture des protons par le carbone contaminant la cible il se forme de l'azote 13, radioactif bêta plus qui redonne du carbone 13 avec une période de 10 minutes environ :



Nous divisons ensuite le chiffre obtenu par le nombre de microcoulombs reçus par la cible pendant 35 secondes.

Nous pouvons donc tracer sur un même graphique :

- le rendement en gamma de la cible de fluor pour avoir les pics d'étalonnage ;
- le rendement en gamma de la cible de magnésium 25 par microcoulomb reçu ;
- le nombre de rayons bêta comptés par microcoulomb reçu.

2° CORRECTION D'ÉPAISSEUR DE LA CIBLE. — Le magnésium naturel comprend 77,5 p. 100 de magnésium 24, 11,5 p. 100 de magnésium 25 et 11 p. 100 de magnésium 26. Les cibles de magnésium 25 que nous avons utilisées ont été préparées par séparation électro-magnétique par les soins du Docteur Smith de Harwell. Elles ont une épaisseur de 100 et de 60 μg par centimètre carré. Nous ne possédons évidemment pas les courbes de parcours énergie des protons dans le magnésium 25. On doit donc se servir des courbes de parcours énergie de l'élément le plus voisin connues, c'est-à-dire celles de l'aluminium 27. En se servant de la courbe de parcours énergie des protons dans l'aluminium 27 donnée par Rich et Maday (11) on obtient la courbe donnant la perte d'énergie — $\frac{dE}{d\xi}$ en MeV par g/cm^2 .

En appliquant cette courbe aux cibles de magnésium 25 de 100 et de 60 μg par centimètre carré on trouve une épaisseur de :

Energie	Cible de 100 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Cible de 60 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
1 MeV	18,5 keV	11,1 keV
1,5 »	13,6 »	8,15 »
2 »	11,3 »	6,8 »

La correction d'épaisseur de cible (la moitié des chiffres ainsi obtenue) est donc loin d'être négligeable. Comme nous faisons des mesures relatives d'énergie, nous ne ferons pas d'autre correction que celle de 1 keV pour la cible de fluorure de lithium dont nous avons déjà parlé et la correction ci-dessus pour la cible de magnésium 25.

3° COMPARAISON DE NOS RÉSULTATS ENTRE 0,9 ET 1,2 MeV AVEC CEUX DE TAYLOR ET CEUX DE KAVANAGH. — La réaction $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ a été étudiée jusqu'à 1,2 MeV par deux groupes.

Le premier groupe est celui de Ohio State University : Taylor Russel et Cooper qui ont fait l'étude du rayonnement bêta émis par l'aluminium 26. Ils n'ont donc pas vu les pics de résonance conduisant presque exclusivement à l'aluminium 26 dans son état fondamental comme par exemple le pic de 958 keV (12).

Le second groupe est celui du Kellogg Radiation Laboratory de Pasadena : Kavanagh, Mills et Sherr qui a très soigneusement étudié la réaction en notant aussi bien les pics gamma que les pics bêta, les auteurs ne chiffrent pas les proportions relatives des rendements bêta et des rendements gamma : ils se contentent de donner un graphique indiquant ces rapports (13).

Dans le tableau ci-dessous nous donnons les valeurs corrigées des énergies des résonances de capture des protons par le magnésium 25 que nous avons trouvé ainsi que les valeurs des énergies données par Kavanagh et par Taylor.

	Pic	Taylor	Kavanagh	Nos résultats
S.	. . .	928	933	929
T.	. . .	—	958	957
U.	. . .	986	990	986
V.	. . .	1 043	1 040	1 045
W.	. . .	1 081	1 086	1 085
X.	. . .	1 098	1 105	1 100
Y.	. . .	1 132	—	1 148
A.	. . .	1 197	1 185	1 196

Les différences des valeurs données par Kavanagh et Taylor étant en moyenne de 0,5 p. 100 et nos valeurs étant quatre fois sur six comprises entre leurs valeurs, une fois égale et une fois supérieure de 2 p. 1 000 on peut conclure que l'accord entre ces trois séries de mesure est excellent.

Etant donné la constance de l'étalonnage et l'excellent accord avec les valeurs de Kavanagh et de Taylor on peut donner nos résultats comme justes à 3 keV près. Ce chiffre nous paraissant une limite supérieure de l'erreur absolue pour ces huit pics.

4^o RÉSULTATS. — Résonances nouvelles entre 1 200 et 2 000 keV.

Dans le tableau et le graphique suivants nous donnons le résultat de nos mesures :

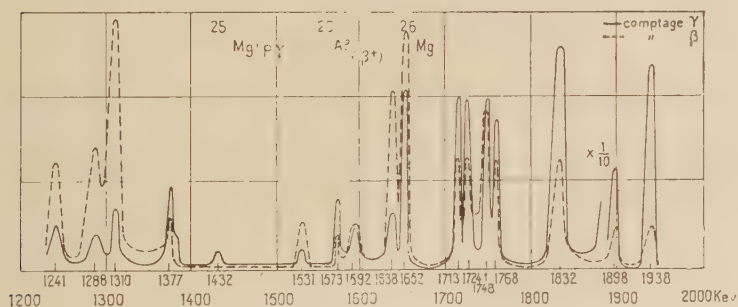


Fig. 23.

nous avons trouvé 13 pics dont cinq doublets. Nous appelons « doublet » deux pics très rapprochés tel que le minimum de comptage aussi bien gamma que bêta est très supérieur au comptage avant et après les deux pics. Les pics G, H, I, J, sont des doublets ainsi que le groupe CD.

Dans la première colonne nous donnons la valeur des énergies de

Tableau des énergies des résonances.

 $^{25}\text{Mg} (p\gamma\beta^+) ^{26}\text{Mg}.$

Pic	Energie keV	Nombre de coups pour 22 microcoulombs	Comptage bêta	Rapport du comptage bêta au comptage gamma
A. .	1 196 $\pm$ 3	1 700	15	100
B. .	1 241 $\pm$ 3	2 500	12	55
C. .	1 288 $\pm$ 3	2 000	14	81
D. .	1 310 $\pm$ 3	3 500	30	100
E. .	1 377 $\pm$ 3	4 800		
		2 000	8,5	50
E' .	1 432 $\pm$ 5	900	—	
F. .	1 531 $\pm$ 4	1 000	5	58
G. .	1 573 $\pm$ 4	4 200	3,5	10
G' .	1 592 $\pm$ 5	2 400	5	25
H. .	1 638 $\pm$ 4	3 300	21	75
H' .	1 652 $\pm$ 4	10 500	30	35
I. .	1 713 $\pm$ 4	10 000	13	16
I' .	1 724 $\pm$ 4	10 000	13	16
J. .	1 748 $\pm$ 5	4 000	19	55
J' .	1 768 $\pm$ 4	9 000	13	17
K. .	1 832 $\pm$ 5	13 000	13	12
L. .	1 898 $\pm$ 5	60 000	5	1
M. .	1 938 $\pm$ 5	120 000	5	0,5

résonance à 3 p. 1 000. Dans la seconde colonne nous indiquons le comptage gamma maximum donné par le photomultiplicateur pour un nombre constant de microcoulombs. Dans la troisième colonne nous portons la radioactivité bêta de la cible après l'exposition : le chiffre indiqué est égal au comptage du compteur Geiger dans les 25 secondes suivant l'exposition, diminué du comptage obtenu pendant les 25 secondes suivantes et divisé par le nombre de microcoulombs reçus par la cible pendant les 35 secondes d'exposition.

La quatrième colonne indique l'importance relative du comptage bêta par rapport au comptage gamma. Le rapport de l'activité de la cible au rendement gamma est maximum pour les pics A et D (les rapports pour ces deux pics sont égaux à 3 p. 100 près). Nous avons supposé que les désintégrations de l'aluminium 26 excité correspondant à ces deux niveaux conduisaient entièrement au niveau 0^+ de 0,216 MeV. Les chiffres de la colonne indiquent donc le pourcentage relatif d'aboutissement sur le niveau de 0,216 MeV et sur le niveau fondamental. On peut par exemple dire que dans le cas du pic E, la moitié des désexcitations conduisent au niveau fondamental 5^+ et la

moitié au niveau excité 0^+ à 0,216 MeV, et que pratiquement toutes les désexcitations des pics L et M conduisent au niveau fondamental. Ces données aideront à préciser les spins des différents niveaux de l'aluminium 26 excité.

CHAPITRE III

Niveaux d'énergie de l'aluminium 27 déduts de l'étude des résonances de capture des protons par le magnésium 26.

Introduction. — Cette étude ne présente pas les mêmes intérêts théoriques que celle de l'aluminium 26 : en effet, l'aluminium 27 n'est pas un noyau impair-impair avec un nombre égal de neutrons et de protons. Il nous a cependant paru intéressant d'étudier les niveaux de l'aluminium 27 dans une région où ils étaient inconnus.

L'étude des résonances de capture des protons, par le magnésium 26 a été faite par Russel Warren et Cooper de Ohio State University (14) pour les énergies de protons comprises entre 300 et 1 500 keV. Nous l'avons complétée pour les énergies de protons entre 1 500 et 2 000 keV correspondant aux niveaux d'énergie de l'aluminium 27 compris entre 9 750 et 10 250 MeV.

Cibles et dispositif expérimental. — Les cibles utilisées étaient des cibles minces de magnésium 26 isotopiques préparées par les soins du Docteur Smith de Harwell, elles avaient une épaisseur de 90 μ g par centimètre carré. En se servant des courbes de l'aluminium 25 on trouve une épaisseur de :

à 1	MeV	16,7	keV
1,25	»	14,0	»
1,5	»	12,2	»
1,75	»	11,2	»
2	»	10,2	»

La correction d'épaisseur de la cible est égale à la moitié de l'épaisseur nominale de la cible.

Le dispositif expérimental est le même que celui de l'expérience des résonances de capture des protons par le magnésien 25. Nous n'avons

cependant pas laissé le compteur de Geiger-Müller à l'intérieur du porte-cible.

Le processus expérimental est le suivant :

A chaque énergie nous envoyions un nombre constant de microcoulombs (correspondant à 2^9 coups de l'échelle de l'intégrateur de courant) sur les différentes cibles : tantale, fluorure de lithium et magnésium. Nous notions le nombre de coups donnés par le photomultiplicateur lorsque le faisceau tombait sur le tantale (pour avoir le bruit du fond) sur le fluorure de lithium (pour l'étalonnage) et enfin sur la cible de magnésium (pour les résonances d'absorption). Enfin, comme dans le cas précédent nous mettions le compteur à neutrons en route pour repérer l'énergie du seuil de production des neutrons par la réaction :



Résultats expérimentaux. — 1) COMPARAISON DE NOS RÉSULTATS AVEC CEUX DE RUSSEL (14). — Dans la région comprise entre 1 200 et 1 500 keV, nous pouvons comparer nos résultats avec ceux de Russel. Dans cette régions nous trouvons en effet des pics de magnésium à 1 250, 1 288, 1 416 et 1 450. Pour les comparer à ceux de Russel il faut tenir compte du fait que Russel a étalonné son déflecteur magnétique à partir des valeurs des résonances gamma du fluor données par Hornyak en 1950 tandis que nous avons employé les valeurs absolues données par Hunt en 1954 ⁽¹⁾.

Valeurs Hornyak	Valeurs Hunt (9)	Différence
1 290 keV	1 283 keV	7 keV
1 355 »	1 348 »	7 »
1 381 »	1 375 »	6 »

Avant de comparer les valeurs de Russel aux nôtres, nous leur retrancherons 7 keV.

⁽¹⁾ Nous n'avons pas fait cette correction pour la comparaison de nos valeurs et de celles de Taylor et de Kavanagh pour le magnésium 25 parce que les valeurs données par Taylor qui sont celles de Hornyak dans le domaine de comparaison sont pratiquement les mêmes que celles de Hunt.

Hornyak	Hunt
873,5	874,5
935,5	935,1

Kavanagh ne donne pas ses références d'étalonnage.

Voici le tableau donnant la comparaison :

Valeurs Russel keV	Valeurs corrigées keV	Notre résultat keV	Différence keV
I 255	I 248	I 250	2 0,17 p. 100
I 295	I 288	I 288	0 0,0 »
I° 425	I 418	I 416	2 0,14 »
I 464	I 457	I 450	7 0,5 »

L'accord est donc là aussi très satisfaisant puisqu'il est de moins de 2 p. 1 000 dans les trois premiers pics et de 0,5 p. 100 dans le dernier.

2° RÉSONANCES ($p\gamma$) NOUVELLES ENTRE 1 500 ET 2 000 keV. — Le graphique ci-joint, montre les résonances d'absorption des protons par le magnésium 26. En ordonnée on a porté le nombre de coups donnés par photomultiplicateur pour un nombre arbitraire de microcoulombs (2^9 coups de l'échelle de l'intégrateur).

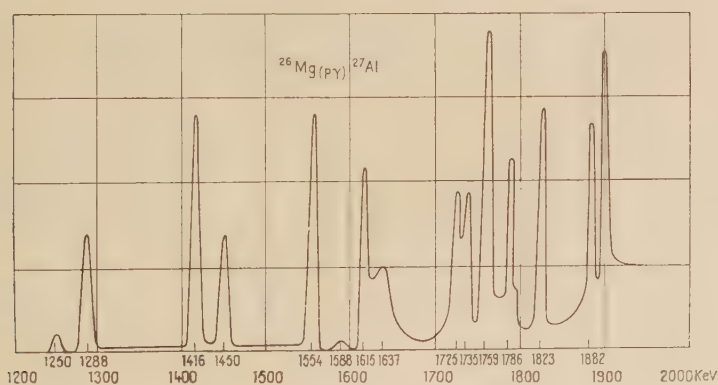


Fig. 24.

Dans le tableau nous donnons dans la première colonne la valeur des énergies des résonances de capture des protons par le magnésium 26 avec la même erreur relative que dans le cas de magnésium 25 : 3 p. 1 000. Dans la seconde colonne nous indiquons le comptage gamma maximum donné par le photomultiplicateur et dans la troisième colonne les niveaux d'énergie correspondants de l'aluminium 27, en prenant pour base du calcul la valeur du Q de 8,261 donnée par Endt et Kluyver (15).

Niveaux d'énergie de l'aluminium 27.

Pic de résonance	Energie keV	Hauteur relative unités arbitraires	Niveau d'énergie de l'aluminium 27 MeV
A . .	1 554 $\pm$ 4	14 000	9,757
A' . .	1 588 $\pm$ 4	750	9,790
B . .	1 615 $\pm$ 4	11 000	9,816
B' . .	1 637 $\pm$ 4	5 000	9,837
C . .	1 725 $\pm$ 4	9 500	9,922
C' . .	1 735 $\pm$ 4	9 500	9,931
D . .	1 759 $\pm$ 4	19 000	9,955
E . .	1 786 $\pm$ 5	11 500	9,981
F . .	1 823 $\pm$ 5	14 500	10,016
G . .	1 882 $\pm$ 5	13 500	10,073
H . .	1 900 $\pm$ 5	18 000	10,091

CHAPITRE IV

Sections efficaces des réactions d'absorption
des protons par les magnésium 25 et 26.

Introduction. — Dans une première partie nous donnons le calcul de l'efficacité de notre compteur à scintillation, dans une seconde partie nous calculerons d'abord les sections efficaces de réaction $^{19}\text{F}(\text{p}\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ que nous comparerons aux valeurs données par différents auteurs, et nous calculerons ensuite les sections efficaces d'absorption des protons par les magnésium 25 et 26.

Nous donnons de plus le calcul de la section efficace d'absorption des protons par le magnésium 25 déduite de l'étude de la radioactivité artificielle de la cible.

Efficacité du compteur à scintillation. — Comme scintillateur nous avons employé un photomultiplicateur Dumont 6364 qui a une photocathode de 4 pouces (10,16 cm) de diamètre avec un cristal d'iodure de sodium de 3" $\times$ 3" (cylindre de 7,6 cm de diamètre et de hauteur). La cible de magnésium se trouve à 1 cm environ du cristal et celle de fluor à 10 cm.

1° PRINCIPE DE CALCUL DE L'EFFICACITÉ. — Nous supposons l'émission gamma isotrope (le noyau composé ne se souvient pas de son origine). Nous supposons donc que l'intensité du rayonnement émis est proportionnelle à l'angle solide.

Nous supposons la cible ponctuelle située à une distance a du cristal, celui-ci étant un cylindre de $2b$ de hauteur et de b de rayon ($b = 3,8$ cm). Nous repérons un rayon gamma par ses deux coordonnées angulaires θ et φ .

Un rayon gamma qui parcourt une longueur x dans un cristal d'iodure de sodium a une probabilité e^{-tx} de ressortir du cristal sans avoir eu d'interaction avec le cristal. Il a donc une probabilité $1 - e^{-tx}$ d'avoir une interaction et d'être détecté par le scintillateur.

Considérons un rayon gamma émis par la cible. Il a une probabilité $\frac{1}{4\pi} d\Omega$ de se trouver dans le cône élémentaire $d\Omega$ défini par :

$$d\Omega = \sin \varphi d\theta d\varphi.$$

D'autre part un rayon gamma dont la trajectoire est à l'intérieur de ce cône a une probabilité $1 - e^{-tx}$ d'être détecté. La probabilité pour qu'un rayon gamma soit à l'intérieur de ce cône et soit détecté par le cristal est le produit des deux probabilités :

$$P = \frac{1}{4\pi} (1 - e^{-tx}) \sin \varphi d\theta d\varphi.$$

2° RÉSULTATS. — Nous avons pris pour coefficient t la valeur 0,13 cm, cette valeur correspond aux rayons gamma de 6 à 8 MeV, auxquels nous avons affaire. L'intégration de cette probabilité dans tout l'espace (nous avons calculé l'intégrale par la méthode graphique) donne le résultat suivant :

a	Efficacité	
0,5 cm	17,2 p. 100	
1 »	14,5 »	cas de la cible de magnésium.
10 »	1,3 »	cas de la cible de fluorure de lithium.

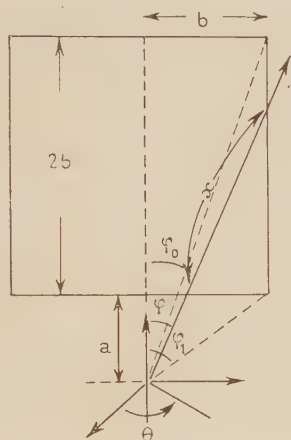


Fig. 25.

Remarque. — La base de ce calcul est la courbe des coefficients d'absorption de l'iodure de sodium en fonction de l'énergie des rayons gamma établie par le National Bureau of Standards (16). Cette courbe est reproduite dans le livre de Siegbahn, *Beta and gamma ray spec-*

troscopy. Nous la reproduisons ci-dessous. Cette courbe est le résultat de calculs très complets portant sur l'effet photoélectrique, l'effet Compton (calculs de Klein et Nishina) et l'effet de création de paires (calculs de Bethe et de Heitler). L'expérience confirme assez bien leurs résultats. Les auteurs pensent que leurs calculs sont justes à 3 p. 100 dans le cas de l'effet photoélectrique et à 10 p. 100 dans les deux autres cas.

L'efficacité ainsi calculée est une limite supérieure de l'efficacité réelle du scintillateur : elle tient en effet compte des très faibles impul-

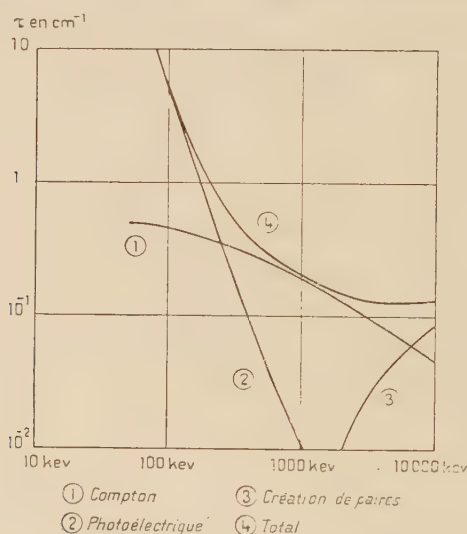


Fig. 26.

sions qui pourraient se perdre dans le bruit de fond du compteur. Nous avons fait un effort, comme nous le disons plus loin, pour démêler les impulsions faibles données par le scintillateur des impulsions du bruit de fond. L'efficacité ainsi calculée est une limite supérieure de l'efficacité réelle, elle ne devrait pas cependant lui être supérieure de plus de 10 p. 100.

Calcul des sections efficaces. — La section efficace étant par définition :

$$\sigma = \frac{N}{N_0} \frac{1}{nx}$$

où N/N_0 est le rapport du nombre de particules ayant eu une interaction au nombre total de particules incidentes et nx , le nombre de noyaux par centimètre carré de cible.

1° SECTIONS EFFICACES DES RÉACTIONS $^{19}\text{F}(p\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. — En appliquant cette définition aux différentes résonances $^{19}\text{F}(p\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ nous trouvons les sections efficaces suivantes que nous mettons en face des sections efficaces données par Bonner et Chao (1).

Pic keV	Nombre de coups pour 22 microcoulombs	σ mb	σ mb Bonner	σ mb Chao
935. . .	65 000	125	88	180
1 090 . . .	3 500	7	4	13
1 140 . . .	11 500	22	8	15
1 283 . . .	24 000	46	19	29
1 348 . . .	48 000	93	79	89
1 375 . . .	110 000	215	190	300
1 607 . . .	20 000	39		
1 694 . . .	55 000	106		

Ce tableau montre que nos résultats sont en bon accord avec ceux de Bonner et de Chao : trois de nos résultats sur six se trouvent compris entre ceux de Bonner et ceux de Chao. Cet accord justifie nos mesures et notre méthode de calcul. Nous les utiliserons donc pour donner les sections efficaces de résonance d'absorption des protons par le magnésium.

2° SECTIONS EFFICACES DES RÉACTIONS $^{25}\text{Mg}(p\beta\gamma)^{26}\text{Mg}$. — En appliquant la même définition aux résonances des réactions données au second chapitre, on trouve les sections efficaces suivantes exprimées en millibarns.

3° SECTION EFFICACE DE LA RÉACTION $^{26}\text{Mg}(p\beta\gamma)^{26}\text{Mg}$ PAR L'ÉTUDE DE LA RADIOACTIVITÉ BÊTA DE LA CIBLE APRÈS EXPOSITION. — a) Nous pouvons calculer la section efficace de la capture des protons par le magnésium 25 pour les deux pics A et D. Nous avons admis que, pour ces deux résonances, toutes les désexcitations du noyau d'aluminium 26 excité conduisaient au niveau de 0,216 MeV de l'aluminium 26 dont la période de désintégration bêta est 6,7 sec. Nous ne le pouvons pas pour les autres pics.

b) *Efficacité du compteur Geiger*. — La cible est un rectangle de 17×9 mm, elle est placée à environ 4 mm du compteur. L'émission bêta étant supposée isotrope un cinquième des particules bêta émises par la cible touchera le compteur qui est un cylindre de 17,2 mm de diamètre et de 122 mm de long.

La paroi en aluminium du compteur a une épaisseur de 0,55 mm et arrête les électrons de 450 keV d'énergie. Tous les électrons d'énergie inférieure à 450 keV seront donc arrêtés par les parois du compteur.

*Sections efficaces de résonance de capture
des protons par le magnésium 25.*

	Pic	Nombre de coups pour 22 microcoulombs	σ mb
U		1 800	0,038
V		2 200	0,046
W		1 800	0,038
Y		2 300	0,048
A		1 700	0,035
B		2 500	0,052
C		2 000	0,042
D		3 500	0,074
G		4 200	0,088
G'		2 400	0,050
H		3 300	0,069
H'		10 500	0,22
I		10 000	0,21
I'		10 000	0,21
J		4 000	0,084
J'		9 000	0,19
K		13 000	0,27
L		60 000	1,26
M		120 000	2,50

Cependant, la plupart des électrons traversant la paroi du compteur autrement que le long d'un rayon du cylindre traverseront une épaisseur de matière plus grande.

Un calcul rigoureux devrait tenir compte de la traversée exacte de matière le long de tous les chemins possibles, de la forme du spectre bêta de l'aluminium 26 (dont les données sont les suivantes : la période est 6,7 sec, le $\log ft$ (vie comparative) est 3.3 et l'énergie maximum des bêta est de 3 MeV), et enfin de la rétrodiffusion à la fois dans le support de la cible et dans la paroi du compteur.

N'ayant pas fait le calcul rigoureux tenant compte de toutes ces données, nous estimons que seulement les 2/3 ou les 3/4 des particules atteignant théoriquement la paroi du compteur le déclenchent.

L'efficacité du compteur est donc approximativement de :

$$\frac{1}{5} \times \frac{3}{2} = \frac{1}{15}.$$

c) *Résultat.* — A partir de cette valeur de l'efficacité du compteur et en tenant compte des conditions expérimentales décrites au chapitre II, nous trouvons pour le pic A une section efficace de 0,04 mb et pour le

pic D 0,08 mb qui sont très proches des valeurs trouvées par l'étude du rendement gamma : 0,035 et 0,074 mb respectivement.

Les hypothèses dont nous nous sommes servi dans le calcul de l'efficacité du compteur Geiger pour les rayons bêta émis par l'aluminium 26 étant raisonnables, ce résultat confirme bien pour ces deux pics notre calcul par la méthode du photomultiplicateur. Le calcul par la mesure de la radioactivité bêta de la cible n'est malheureusement possible que pour les transitions allant directement au niveau de 0,216 MeV. Le bon accord de ces deux calculs pour les pics A et D confirme bien aussi que la désexcitation des niveaux A et D conduit entièrement au niveau de 0,216 MeV au-dessus du fondamental.

4° SECTIONS EFFICACES DES RÉACTIONS $^{26}\text{Mg}(p\gamma)^{27}\text{Al}$. — En appliquant encore la même définition aux résonances d'absorption données au chapitre III on obtient le tableau suivant des sections efficaces exprimées en milibarns.

*Sections efficaces de résonance de capture
des protons par le magnésium 26.*

Pic	Nombre de coups pour 22 microcoulombs	σ mb
Y. . . .	14 000	0,020
Z. . . .	7 000	0,10
A. . . .	14 000	0,20
B. . . .	11 000	0,15
B' . . .	5 000	0,07
C. . . .	9 500	0,13
D. . . .	19 000	0,27
E. . . .	11 000	0,16
F. . . .	14 500	0,20
G. . . .	13 500	0,19
H. . . .	18 000	0,25

BIBLIOGRAPHIE

- (1) AJZENBERG et LAURITSEN. — *Rev. Mod. Phys.*, 1955, **27**, 77.
- (2) ENDT et KLUYVER. — *Rev. Mod. Phys.*, 1954, **26**, 95.
- (3) MOAK REESE et GOOD. — *Nucleonics*, sept. 1951, **8**.
- (4) GOODWIN. — *Rev. Sci. Inst.*, 1953, **24**, 635.
- (5) HERB, SNOWDON et SALA. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 246.
- (6) HERZOG. — *Zeit. der Phys.*, 1934, **89**, 447; 1935, **97**, 596.
- (7) HUNT. — *Thèse*, 1952. Université de Reading.

- (8) ELMORE et SANDS. — *Electronics*, New York, 1949, 405.
 - (9) HUNT et FIRTH. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 78.
 - (10) MOZKOWSKI et PEASLEE. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 445.
 - (11) RICH et MADEY. — *Rapport UCLR*, n° 2301, 34.
 - (12) TAYLOR, RUSSEL et COOPER. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1056.
 - (13) KAVANAGH, MILLS et SHERR. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 248.
 - (14) RUSSEL, WARREN et COOPER. — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 99.
 - (15) ENDT et KLUYVER. — *Rev. Mod. Phys.*, 1954, **26**, 95.
 - (16) Gladys WHITE. — Rapport 1003 du 13 mai 1952 du National Bureau of Standards.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Applications récentes de l'effet Cérenkov.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 13 février 1958.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN SARRAILH.

